

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministre de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université de Saida– Dr. Moulay Tahar

Faculté des Sciences

Département de Physique



Polycopie Intitulé

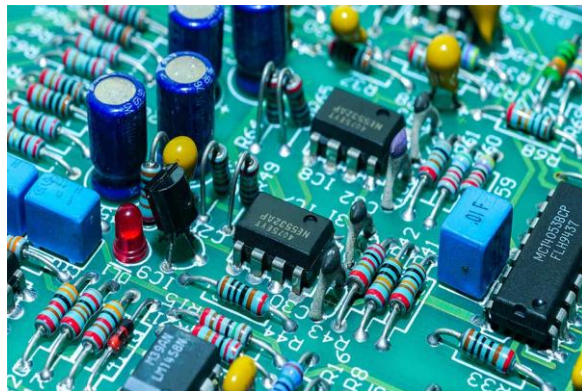
**Phénomène de transport
dans les Semi-conducteurs**

Elaboré Par :

Dr. DJAAFRI Tayeb

Dr. DJAAFRI Abdelkader

Dr. BENHALIMA Nadia



2022/2023

Avant-propos

Le présent ouvrage est un cours de physique des semi-conducteurs adressé essentiellement aux étudiants de 3^{ème} année licence et 2^{ème} année Master (LMD) Physique et à d'autres spécialités éventuellement. Ce polycopié est élaboré dans le but de faciliter à l'étudiant l'assimilation et la compréhension des cours dispensés. Ce cours s'articule autour de neuf chapitres. Le premier chapitre est une introduction générale sur Les matériaux, en particulier les semi-conducteurs; il comporte la description du cristal et des réseaux cristallins. Le deuxième chapitre « Bandes d'énergies » est consacré à l'étude de l'Énergie des électrons dans un cristal, la masse effective, le concept de trou et la différence entre l'isolant et le conducteur. Dans le troisième chapitre « Population des porteurs » on expose la population des bandes permises, la densité des porteurs et les semi-conducteurs intrinsèques. Le quatrième chapitre « Conduction électrique » concerne l'étude de la dynamique des porteurs, la conductivité électrique et l'effet Hall. Le cinquième chapitre « Semi-conducteur homogène à l'équilibre » est dédié à l'étude des semi-conducteurs de type "N", les semi-conducteurs de type "P" et le dopage des semi-conducteurs. Le sixième chapitre « Semi-conducteur homogène hors équilibre » concerne l'étude de la génération, la recombinaison et la durée de vie. Le septième chapitre « Semi-conducteur inhomogène » illustre le phénomène de diffusion, le courant de diffusion, champ interne et la relation d'Einstein. Le huitième chapitre « Equation de continuité » décrit les équations de continuité, la longueur de diffusion, la relaxation diélectrique et quasi-niveaux de Fermi. Enfin, le neuvième chapitre « La jonction PN idéale » présente la jonction PN non polarisée, la jonction PN polarisée en direct, la jonction PN polarisée en inverse et la jonction PN en régime dynamique.

Sommaire

Avant propos	I
Sommaire	II
Chapitre 1 : Les matériaux semi-conducteurs	01
1.1 Objectifs.....	01
1.2 Généralités.....	01
1.3 Le cristal.....	03
1.4 Le réseau cristallin.....	08
1.5 Les semi-conducteurs.....	09
1.6 Conclusions	09
Chapitre 2 : Bandes d'énergies	10
2.1 Objectifs.....	10
2.2 Énergie des électrons dans un cristal.....	13
2.3 Masse effective.....	13
2.4 Concept de trou.....	15
2.5 Isolant - Conducteur	17
2.6 Conclusions	17
Chapitre 3 : Population des porteurs	18
3.1 Objectifs.....	18
3.2 Population des bandes permises.....	18
3.3 Densité des porteurs.....	20
3.4 Semiconducteur intrinsèque.....	24
3.5 Conclusions.....	27
Chapitre 4 : Conduction électrique	28
4.1 Objectifs.....	28
4.2 Dynamique des porteurs.....	28
4.3 Conductivité électrique.....	31
4.4 Effet HALL.....	33
4.5 Conclusions.....	35
Chapitre 5 : Semi-conducteur homogène à l'équilibre	36
5.1 Objectifs	36
5.2 Semi-conducteur de type "N".....	36
5.3 Semiconducteur de type "P".....	40
5.4 Dopage des semiconducteurs.....	43
5.5 Conclusions.....	45
Chapitre 6 : Semiconducteur homogène hors équilibre	46
6.1 Objectifs.....	46
6.2 Définitions.....	46
6.3 Génération.....	47
6.4 Recombinaisons.....	49
6.5 Durée de vie.....	50
6.6. Conclusions.....	54
Chapitre 7 : Semi-conducteur inhomogène	55
7.1 Objectifs.....	55
7.2 Diffusion.....	55
7.3 Courant de diffusion.....	57
7.4. Champ interne.....	58
7.5. Relation d'Einstein.....	60
7. 6 Conclusions.....	61
Chapitre 8 : Equation de continuité	62
8.1 Objectifs.....	62
8.2 Équation de continuité.....	62
8.3 Longueur de diffusion.....	65
8.4 Relaxation diélectrique.....	67
8.5 Quasi-niveaux de FERMI.....	68
8.6 Conclusions.....	70
Chapitre 9 : La jonction PN idéale	71
9.1 Objectif et définitions.....	71
9.2 La jonction PN non polarisée.....	73
9.3 La jonction PN polarisée en direct.....	75
9.4 La jonction PN polarisée en inverse.....	76
9.5 La jonction PN en régime dynamique.....	80
9.6 Conclusions.....	81

Chapitre 1

Les matériaux semi-conducteurs

Les matériaux semi-conducteurs

1.1 Objectifs :

1. Rappeler des notions simples sur :

- a) le photon;
- b) l'électron;
- c) l'atome isolé.

2. Évoquer les notions de liaisons chimiques à la base de la matière.

3. Aborder une répartition particulière des atomes : la structure cristalline.

4. Étudier une structure particulièrement importante pour la suite : le système cubique.

- a) décrire les différents types de réseaux cubiques;
- b) décrire les modes de repérage dans les cristaux :
 - directions cristallines;
 - indices de MILLER.
- c) décrire les principaux défauts rencontrés.

5. Repérer un certains nombres de corps cristallins simples ou composés que l'on appelle semiconducteurs.

1.2 Généralités :

1.2.1 Le photon : la quantité élémentaire d'énergie du rayonnement caractérisée par :

- a) Une masse nulle.
- b) Son énergie E_{ph} :

$$\mathbf{E}_{ph} = h \nu = \hbar \omega \quad (1)$$

avec : h = constante de Planck = $6.626 \cdot 10^{-34}$ J.s.

(\hbar barre) $\hbar = h/2\pi = 1.055 \cdot 10^{-34}$ J.s.

C) Son impulsion p :

$$\mathbf{p} = \frac{\mathbf{E}_{ph}}{c} \quad (2)$$

Avec : c : vitesse de la lumière.

La direction du vecteur p est la direction de propagation du rayonnement.

p est reliée au vecteur d'onde k par la relation de Broglie:

$$\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k} \quad (3)$$

1.2.2 L'électron : Particule élémentaire de charge électrique $-1.6 \cdot 10^{-19}$ C. caractérisée par :

- Sa masse : $m_0 = 0.9 \cdot 10^{-30}$ kg.
- Son énergie E (somme de son énergie cinétique et de son énergie potentielle).
- Son impulsion (quantité de mouvement) : $\mathbf{p} = m_0 \mathbf{v}$ (\mathbf{v} : vecteur vitesse)

La dualité onde corpuscule : à un électron d'impulsion \mathbf{p} on peut associer une onde telle que $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$

Pour un électron libre (sans aucune interaction), son énergie cinétique et son impulsion sont reliées par la relation :

$$\mathbf{E}_{\text{cin}} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_0} = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_0} \quad (4)$$

L'énergie de l'électron libre varie de façon parabolique et continue par rapport au vecteur d'onde k .

1.2.3 L'atome isolé.

1.2.3.1 Propriété des électrons appartenant à un "atome isolé" :

Leur énergie ne peut prendre que des valeurs discrètes bien déterminées correspondant à des orbites données caractérisées par 4 nombres quantiques.

n : nombre quantique principal : 1, 2, .. (numéro de l'orbite)

l : nombre quantique azimutal $l = 0, 1, \dots, n-1$

m : nombre quantique magnétique $m = 0, +1, -1, \dots, +l, -l$

s : spin $s = +1/2, -1/2$

Les orbites se regroupent en couches repérées à partir du noyau par le nombre quantique principal n . Première couche K : $n = 1$, Deuxième couche L : $n = 2$, Troisième couche M : $n = 3$ Le nombre maximal d'électrons possible pour la couche n est $2n^2$.

L'énergie d'un électron appartenant à la couche n est :

$$\mathbf{E}_n = - \mathbf{E}_B/n^2 \quad (5)$$

$$\mathbf{E}_B = 13.6 \text{ eV} = 2.18 \cdot 10^{-18} \text{ J.}$$

L'unité d'énergie courante est l'électron volt (eV), c'est l'énergie acquise par un électron qui a subi une différence de potentiel de 1 V : $1 \text{ eV} = 1 \text{ Volt} * 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ COULOMB} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ JOULE}$

Remarque : un électron situé à une distance infinie du noyau possède une énergie nulle (électron libre). L'énergie est la plus négative quand l'électron occupe la couche la plus proche du noyau : $n = 1$.

Aussi longtemps qu'un électron se maintient sur une orbite donnée, il ne reçoit ni ne perd de l'énergie. Si un électron reçoit un apport d'énergie extérieure, il peut "sauter" d'un niveau d'énergie E_i à un niveau d'énergie E_j si ce dernier est libre.

Si l'électron "retombe" du niveau E_j au niveau inférieur E_i , il cède l'excès d'énergie en émettant un rayonnement tel que :

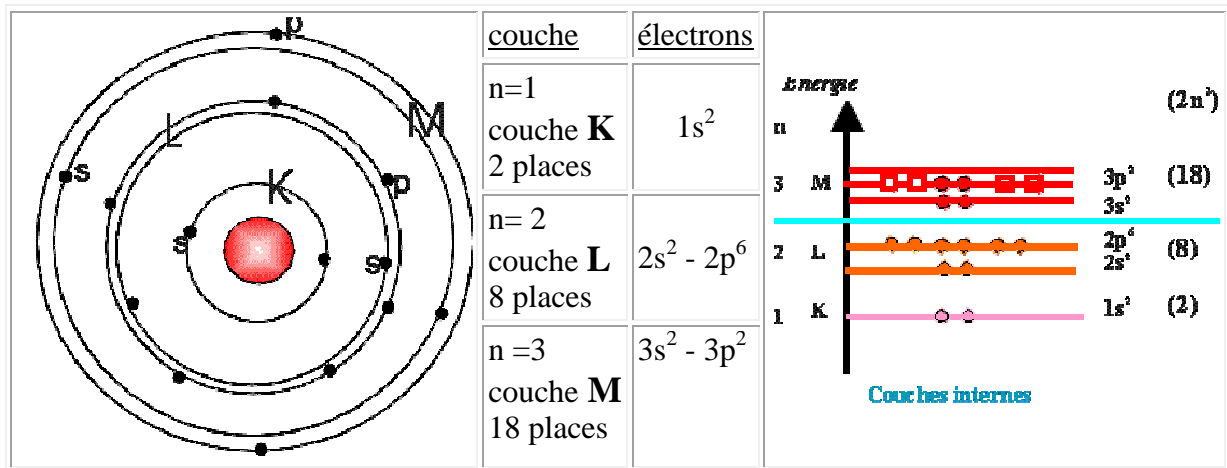
$$h \nu = E_j - E_i \tag{6}$$

Deux électrons d'un même système (atome isolé ou atome d'un cristal) ne peuvent se trouver dans le même état caractérisé par les 4 nombres quantiques (principe d'exclusion de PAULI). Si l'énergie du système (atome isolé ou solide) est minimale ($T = 0$ K, pas de perturbation), les électrons présents occupent les niveaux d'énergie les plus bas.

1.2.3.2 Règles de remplissage des couches.

Exemple du Silicium Numéro atomique : $Z = 14$

On donne généralement les dénominations suivantes $s : l=0$, $p : l=1$, $d : l=2$, $f : l=3$.. Pour le silicium, les 14 électrons périphériques se répartissent de la façon suivante :



Les électrons de la couche externe ($3s^2 - 3p^2$) jouent un rôle important dans les liaisons et les propriétés chimiques. Les électrons des couches internes sont fortement liés au noyau et sont "écranés" de l'extérieur par les électrons de la couche externe.

1.3 Le cristal.

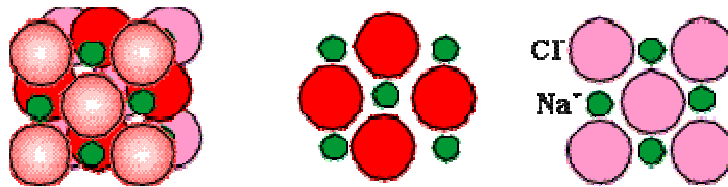
La répartition des atomes dans l'espace conduit à considérer 2 états :

a) **L'état désordonné ou amorphe** : les atomes ou molécules sont disposés de manière désordonnée à l'échelle macroscopique. La distance entre deux atomes (molécules) proches, quelques dizaines d'Angströms, varie peu à travers le solide : *ordre à courte portée*. La distribution des proche voisins autour d'un atome est appelée configuration de coordination. Le nombre des proche voisins autour d'un atome central est appelé nombre de coordination. L'ordre à courte portée conserve la configuration de coordination et le nombre de coordination de tous les atomes ou molécules équivalents.

- b) **L'état ordonnée ou cristallin:** les atomes (molécules) sont rangé(e)s régulièrement dans tout l'espace. Il existe un *ordre à longue portée*. Si le solide présente un seul arrangement, on a un monocristal. Souvent les solides réels (polycristaux) comprennent de nombreux monocristaux de tailles et d'orientations diverses séparés par des joints de grain.

1.3.1 Les cristaux ioniques :

Dans un cristal ionique : chaque ion positif est entouré par des ions négatifs et chaque ion négatif est entouré par des ions positifs formant un réseau d'atomes liés les uns aux autres par des forces électrostatiques. L'amplitude de la force électrostatique dépend de la valeur de la charge ionique et des distances inter atomiques.

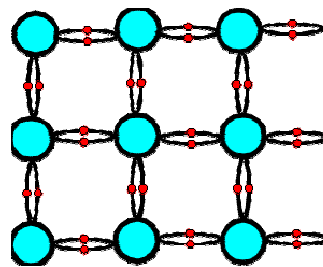


Cristal ionique : NaCl

Pas d'électrons libres donc les cristaux ioniques sont des isolants.

1.3.2 Les cristaux covalents :

Chaque atome est lié à quatre voisins par quatre liaisons de valence. Il n'y a pas d'atome isolé, un cristal covalent peut être considéré comme une molécule géante. Des ruptures dans un tel cristal (surface, défauts ...) créent des ruptures de liaison.



Cristal covalent (représentation plane)

Théoriquement, pas d'électrons libres, donc les cristaux covalents sont des ISOLANTS. Généralement, les semiconducteurs sont des cristaux covalents.

1.3.3 Les cristaux métalliques :

Formés par les liaisons métalliques entre les ions positifs et les électrons libres. Présence d'électrons libres (délocalisés); ces corps sont des **CONDUCTEURS**. Pas de formation de liaisons spécifiques, les atomes peuvent changer de positions les uns par rapport aux autres sous l'effet d'une force suffisamment importante (grande malléabilité). Ce sont les métaux nobles (Ag, Au, Cu, ...) et les métaux alcalins (Na, K, ...).

1.3.4 Les cristaux intermédiaires :

Structure	Métallique	Covalente	Ionique
Liaison	métallique	homopolaire	hétéropolaire
	Isotrope	directionnelle	isotrope
Saturation des liaisons	délocalisée	inter atomique	locale
Coordination	6 ou plus	4	6 ou plus
Densité	Elevée	basse	élevée
Mécanique	Ductile	dur	cassant
Température fusion	Basse	élevée	basse
Énergie de cohésion	Petite	grande	petite
Conduction électrique	conducteur	semiconducteur	isolant
Classifications des cristaux			

La plupart des cristaux réels possèdent des caractéristiques intermédiaires entre les cas théoriques précédents.

1.4 Le réseau cristallin :

1.4.1 Réseau - Maille élémentaire :

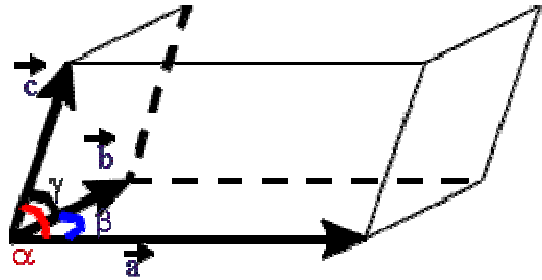
Une structure cristalline est caractérisée par une organisation spatiale de points, périodique, appelée réseau. Les points sont les noeuds du réseau et le motif est constitué d'un atome ou d'un groupement d'atomes associé à chaque noeud. Le réseau peut être généré par translation T à partir d'une maille décrite par 3 vecteurs a, b, c , construits sur 3 arêtes. Les points repérés par les 2 vecteurs r et r' ont les mêmes propriétés si :

$$R' = r + T = r = n_1a + n_2b + n_3c \quad (7)$$

L'ensemble des points définis pour tous les triplets d'entiers n_1, n_2, n_3 constitue le réseau primitif ou réseau de BRAVAIS.

Une maille est donc définie par 6 paramètres :

- les longueurs a, b, c , des trois vecteurs;
- les angles α, β, γ qu'ils font entre-eux.

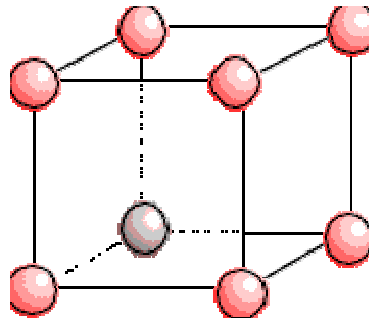


La maille, dont le volume ($a \wedge b \cdot c$) est le plus petit, est la maille élémentaire. Selon ($a \neq b \neq c$ et $\alpha \neq \beta \neq \gamma$) jusqu'à ($a = b = c$ et $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$), on obtient 7 types de mailles qui définissent 7 systèmes cristallins.

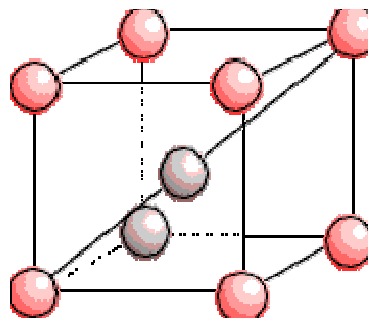
1.4.2 Le système cubique :

La maille du système cubique se caractérise par : $a = b = c$ et $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$. Le réseau est alors entièrement défini par une seule grandeur a : constante du réseau. La majorité des matériaux utilisés en électronique cristallisent dans ce système. Selon la disposition des noeuds on distingue :

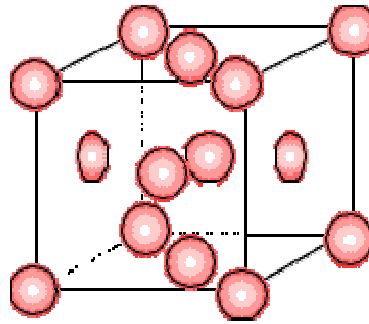
- a) le **réseau cubique simple CS**.
Il y a un atome à chaque sommet du cube.



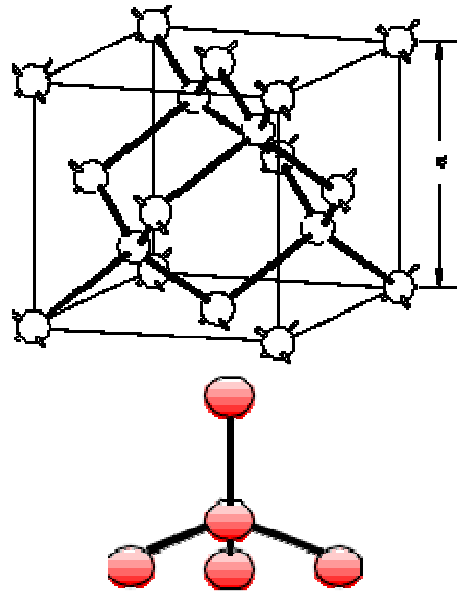
- b) le **réseau cubique centré CC**.
Il y a un atome à chaque sommet et un au centre du cube.



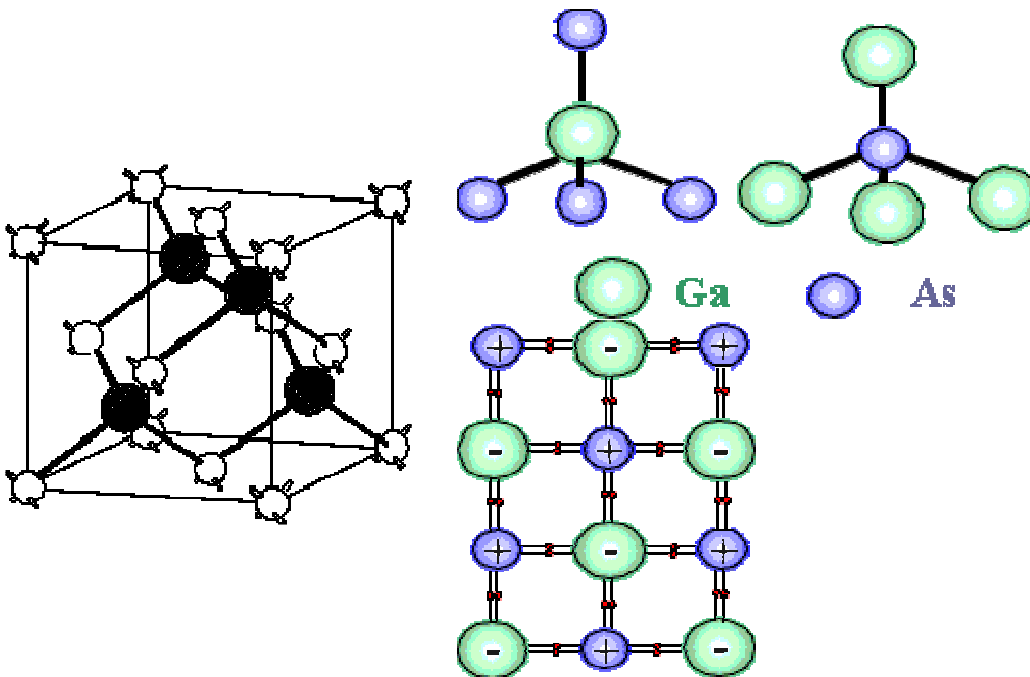
c) le réseau cubique face centrée CFC
 Il y a un atome à chaque sommet et un au centre de chaque face.



d) la structure **Diamant**.
 Constituée de 2 réseaux cubiques faces centrées, imbriqués, décalés l'un de l'autre du quart de la diagonale principale. 4 atomes du second CFC sont situés sur le premier CFC élémentaire. Chaque atome a une coordination tétraédrique et établit des liaisons de valence avec ses quatre voisins les plus proches.



e) le réseau **Zinc-Blende**.
 Arséniure de gallium : 2 réseaux CFC, l'un de gallium, l'autre d'arsenic. Chaque atome de gallium (trivalent) a comme plus proches voisins 4 atomes d'arsenic (pentavalent) et réciproquement. Cristal est un réseau d'ions Ga^- et As^+ qui ont tous 4 électrons périphériques.



1.5 Les semiconducteurs :

La distinction entre ISOLANT et SEMICONDUCTEUR est purement quantitative et sera étudiée plus en détail. Très grande variété de matériaux "semiconducteurs", construits avec des liaisons covalentes (éléments du groupe IV), ou des liaisons qui deviennent de plus en plus ioniques quand on s'éloigne du groupe IV.

Classification périodique				
II	III	IV	V	VI
	B	C	N	
	Al	Si	P	S
Zn	Ga	Ge	As	Se
Cd	In	Sn	Sb	Te

1.5.1 Les éléments semiconducteurs :

- éléments appartenant au groupe IV : silicium, germanium, étain gris (α -Sn)
- Le germanium (**Ge**) a été premier semiconducteur utilisé.
- Le silicium (**Si**) est devenu le matériau prédominant (98 % des composants actuels).
- L'étain gris (α -Sn) est une forme polymorphique rare de l'étain. Intéressant uniquement au point de vue fondamental.
-

1.5.2 Les semiconducteurs composés :

A) Binaires :

Un élément du groupe III avec un élément du groupe V :

- Arséniure de gallium **GaAs**
- Nitrure de gallium **GaN**
- Antimoniure du gallium **GaSb**
- Phosphure de gallium **GaP**
- Arséniure d'indium **InAs**
- Phosphure d'indium **InP**
- Antimoniure d'indium **InSb**
- Antimoniure d'aluminium **AlSb**
- Phosphure d'aluminium **AlP**
- Arséniure d'aluminium **AlAs**

Un élément du groupe II avec un élément du groupe V :

- CdTe
- CdS
- ZnSe
- ZnTe

- MgS
- Un élément du groupe I avec un élément du groupe VII
 - CuBr
 - CuCl
 - CuI

B) Ternaires.

C) Quaternaires.

1.5.3 Les semiconducteurs non cristallins :

Des propriétés semiconductrices existent aussi dans des structures non cristallines en cours d'études et certaines sont promises à un avenir industriel:

- silicium amorphe;
- polymères semiconducteurs ;
- verres semiconducteurs (sulfure de germanium), chalcogénures (Se, As₂Se₃)
- semiconducteurs organiques (anthracène C₁₄H₁₀, naphtalène C₁₀H₈ et le coronène C₂₄H₁₂).

1.6 Conclusions :

A l'issue de ce chapitre, il est apparu que :

Le remplissage des orbitales externes de l'atome détermine les liaisons entre les atomes de la matière; le mode d'arrangement des atomes dans l'espace peut se faire de différentes manières et l'un des systèmes (le cubique) paraît donner des propriétés particulières; Les cristaux réels présentent des défauts inévitables susceptible de modifier leurs propriétés physiques; parmi les cristaux et même dans des corps non cristallins, un certain nombre d'éléments ou de composés ont été baptisés "semiconducteurs".

Chapitre 2

Bandes d'énergies

Bandes d'énergies

2.1 Objectifs

- a) Montrer qualitativement les fondements du modèle des bandes d'énergie.
- b) Mettre en évidence et définir les notions de Bande de Valence, Bande Interdite et Bande de Conduction.
- c) Faire apparaître le concept de masse effective.
- d) Définir à partir des concepts établis les notions d'isolant et de conducteur.

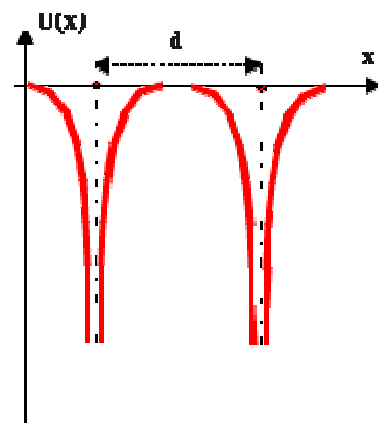
2.2 Énergie des électrons dans un cristal.

Seule la mécanique quantique permet de traiter en détail les bandes d'énergie des électrons d'un cristal, on envisage ici uniquement une approche phénoménologique.

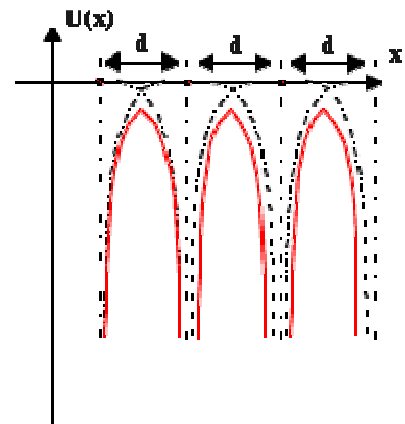
2.2.1 Notion de bandes d'énergie.

Soit une chaîne linéaire de N atomes identiques séparés les uns des autres par une distance d . Si d est "grande", chaque atome peut être considéré comme isolé des autres. D'après le principe d'exclusion de PAULI, chaque niveau d'énergie permis est occupé par deux électrons de spin opposé et il ne peut accueillir d'autres électrons.

fonction potentielle
d'atomes éloignés.



Si d est "petite", de l'ordre de la distance inter-atomique dans un cristal, les fonctions potentielles se chevauchent. Les électrons d'un atome sont influencés par la présence des autres atomes, il y a une modification des niveaux d'énergie permis. Pour respecter le principe d'exclusion, chaque niveau permis va devoir se scinder en N niveaux discrets pour que chaque électron de la chaîne possède son énergie propre. Si N est très grand, les niveaux d'énergie sont très proches les uns des autres et à la limite ils forment une **bande d'énergie** possible.



fonction potentielle
d'atomes rapprochés.

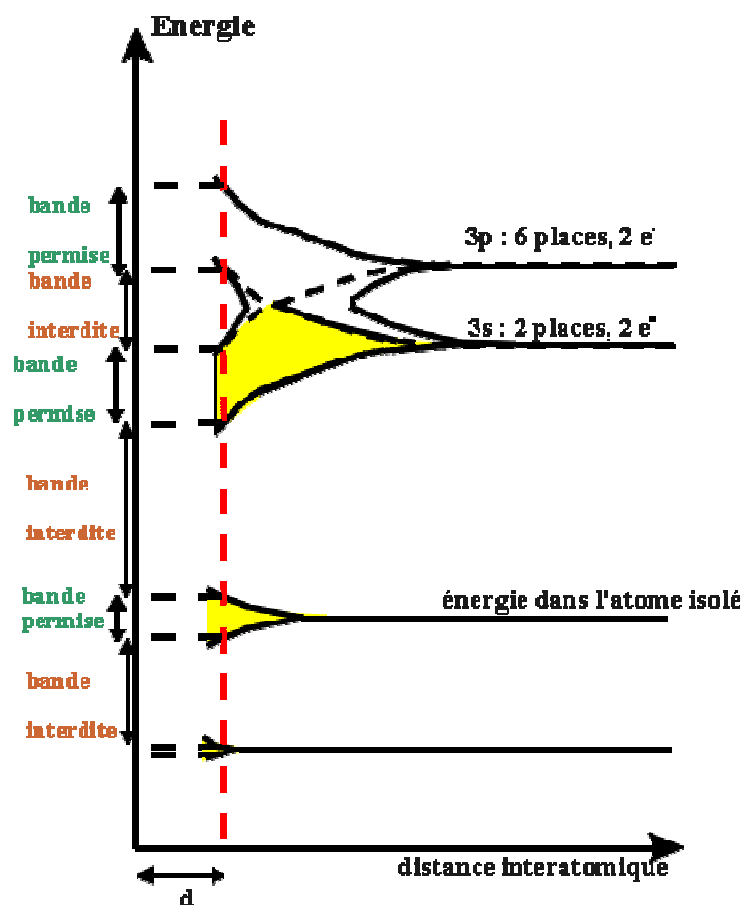
2.2.2 Bande permise - Bande interdite.

Électron des couches "internes" : la perturbation est d'autant plus faible que les électrons sont plus proches du noyau. Électrons de la couche "externe" : la division des niveaux d'énergie s'effectue sur un intervalle beaucoup plus important, il peut même y avoir des recouvrements de bandes. Apparition de bandes de niveaux permis (**bande permise**) séparées par des bandes d'énergie dépourvues de niveaux permis (**bande interdite : BI**)

Exemple dans le germanium



- bande qui correspond au niveau 1s (le plus proche du noyau) : épaisseur 10^{-3} eV
- 2 électrons 3s et 2 électrons 3p forment une bande pleine de 10 eV environ.
- les 4 places restantes sur le niveau 3p forment une bande vide d'épaisseur 20 eV.
- la distance qui sépare les 2 bandes précédentes est d'environ 0.7 eV.

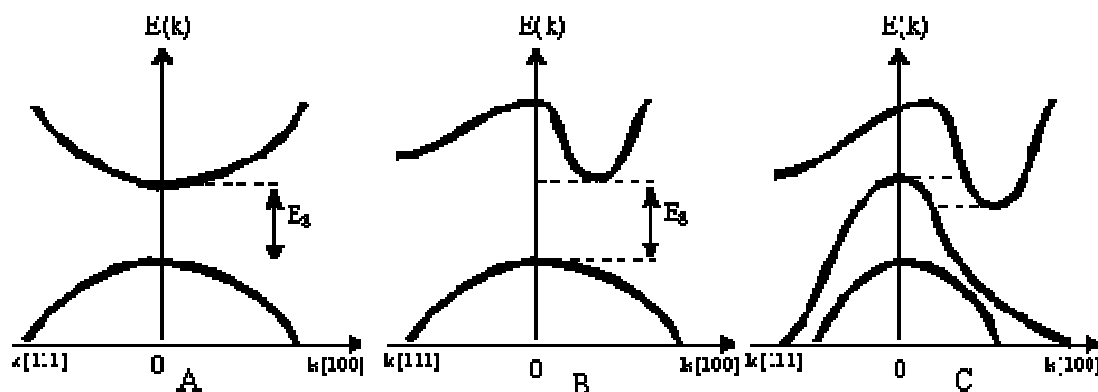


La surface du cristal, les défauts chimiques ou de structure introduisent des états permis dans la bande interdite, fondamentalement différents des états des bandes permises : les états localisés.

2.2.2 Bande de conduction - Bande de valence.

La Structure de bande est la relation entre l'énergie de la particule et son vecteur k : $E(k)$. On représente l'évolution de l'énergie de l'électron par la courbe $E(k)$ en forçant le vecteur d'onde k à demeurer dans une direction remarquable de l'espace des k , c'est à dire une direction cristallographique du réseau réciproque.

Diagramme d'énergie $E(k)$ permet de comprendre les propriétés électriques.



Dans les cas A et B, il existe E_g : **hauteur de la bande interdite**. C'est la différence entre le point le plus bas de la bande supérieure et le point le plus haut de la bande inférieure :

- **bande interdite directe** si le minimum de la bande supérieure correspond au même vecteur d'onde que le maximum de la bande inférieure (cas A);
- **bande interdite indirecte** dans l'autre cas (cas B).

Dans le cas C, il y a recouvrement de la bande inférieure par la bande supérieure, il n'y a pas de bande interdite, tous les niveaux d'énergie sont permis. Très souvent, seuls les électrons situés dans la bande au voisinage immédiat de la bande interdite sont envisagés. Dans ces conditions $E(k)$ est approximée par une parabole :

- $E(k) = E_{\min} + A k^2$ pour la bande supérieure;
- $E(k) = E_{\max} - B k^2$ pour la bande inférieure.

C'est l'approximation des bandes d'énergie paraboliques (modèle de SOMMERFELD).

La bande d'énergie totalement remplie d'énergie la plus élevée s'appelle la **Bande de Valence (BdV)**. On notera toujours E_v , l'énergie maximale de cette bande permise.

La bande d'énergie totalement vide ou partiellement remplie d'énergie la plus élevée s'appelle la **Bande de Conduction (BdC)**. On notera toujours E_c l'énergie minimale de cette bande permise.

$$E_g = E_c - E_v \text{ (eV)} \quad (1)$$

E_g dépend de la température. Elle diminue faiblement selon la loi empirique suivante :

$$E_g(T) = E_{g0} - AT^2/(T + B) \quad (2)$$

E_{g0} : hauteur de la BI à 0 K, T température en ° K, A et B sont des constantes.

Variation de la hauteur de la BI en fonction de T			
	E_{g0}	A	B
	(eV)	(eV/K ²)	(K)
Si	1.170	$4.73 \cdot 10^{-4}$	636
Ge	0.7437	$4.77 \cdot 10^{-4}$	235
GaAs	1.519	$5.405 \cdot 10^{-4}$	204

2.3 Masse effective :

2.3.1 Masse de l'électron libre

m_0 la masse d'un électron libre est définie par l'accélération γ prise sous l'effet d'une force F appliquée :

$$F = m_0 \gamma \quad (3)$$

or

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} \text{ donc : } m_0 = \frac{\hbar^2}{(d^2E/dk^2)} = \text{Cste} = 9.1 \cdot 10^{-30} \text{ kg.}$$

2.3.2 Masse de l'électron dans un cristal :

m^* : masse d'un électron dans un cristal est donc :

$$m^* = \frac{\hbar^2}{d^2E / dk^2} \quad (4)$$

C'est la **masse effective**.

Selon la valeur du dénominateur $m^* > 0$, $m^* = \infty$, $m^* < 0$.

Dans le cas d'un cristal tridimensionnel, les résultats se compliquent la masse effective devient un tenseur dont les neuf composantes sont du type

$$m_{xx}^* = \frac{\hbar^2}{\partial^2 E / \partial k_x^2} ; m_{xy}^* = \frac{\hbar^2}{\partial^2 E / \partial k_x \partial k_y} \quad (5)$$

Une force F agissant sur un électron du réseau lui donne une accélération qui n'a pas généralement la direction de F .

2.3.3 Interprétation physique de la masse effective.

Soit une particule évoluant dans un cristal de dimensions finies. Elle est soumise à :

- F : la force extérieure appliquée;
- F_i : la résultante de toutes les forces d'interaction entre la particule et la structure.

si m_0 est la masse de la particule, la mécanique classique donne :

$$F + F_i = m_0 \gamma \text{ donc } F = (m_0 - \gamma / F_i) \gamma \text{ et } F = m^* \gamma$$

On introduit une particule fictive :

- de masse m^* (seule intervient la force extérieure)
- dont l'état est identique à celui de la particule réelle (accélération, énergie).

2.3.4 Conséquences.

m^* est constante si $E(k)$ est parabolique.

m^* pour une particule négative sera notée m_e , m^* pour une particule positive sera notée m_h

Dans le cas d'un semiconducteur à gap direct (GaAs), la masse effective est isotrope.

Dans le cas d'un semiconducteur à gap indirect (Si ou Ge) :

- r = nombre de vallées des bandes du matériau : ($r = 6$ pour Si, $r = 4$ pour Ge);
- m_l (**masse longitudinale**) = masse effective dans la direction (100) pour Si ou (111) pour Ge;
- m_t (**masse transversale**) = masse effective dans toutes les directions perpendiculaires à la précédente.

- pour les particules négatives : $m_e = (r m_l^{1/2} m_t)^{2/3}$
- pour les particules positives : $m_h = (m_{Lv}^{3/2} + m_{lv}^{3/2})^{2/3}$ avec m_{Lv} : particule lourde, m_{lv} : particule légère.

2.4 Concept de trou.

2.4.1 Définition.

Le courant I traversant un cristal de longueur L (modèle linéaire) contenant N électrons ayant une vitesse quelconque est donné par le théorème de RAMO-SHOCKLEY. Supposons que la bande d'énergie soit entièrement remplie. A chaque valeur de l'énergie E on peut trouver 2 vecteurs d'onde k de même module mais opposés ($E(k)$ est parabolique) correspondant à deux vitesses de même module mais de sens opposé.

$$\mathbf{I} = \frac{-q \sum_{i=1}^N \mathbf{v}_i}{L} ; \quad \sum_{i=1}^N \mathbf{v}_i = \mathbf{0} \quad (6)$$

Une bande d'énergie pleine ne conduit pas l'électricité. Tout cristal ne possédant que des bandes d'énergie permises entièrement pleines suivies de bandes entièrement vides doit être un ISOLANT.

Si maintenant dans la bande pleine, il manque un seul électron (numéro j). Si on ajoute la contribution de l'électron manquant : $+ (-q \mathbf{v}_j)$ et qu'on la retranche : $- (-q \mathbf{v}_j)$

$$\mathbf{I} = \frac{-q \sum_{i=1}^N \mathbf{v}_i}{L} + \frac{q \mathbf{v}_j}{L} \quad \dots \dots \mathbf{I} = \frac{q \mathbf{v}_j}{L} \quad \text{car} \quad \sum_{i=1}^N \mathbf{v}_i = \mathbf{0} \quad (7)$$

La conduction résultant du mouvement des $N-1$ électrons est équivalente à celle d'une seule particule positive que l'on appelle un TROU dont la vitesse est celle de l'électron manquant.

La masse effective du trou $m_h = - m_e$

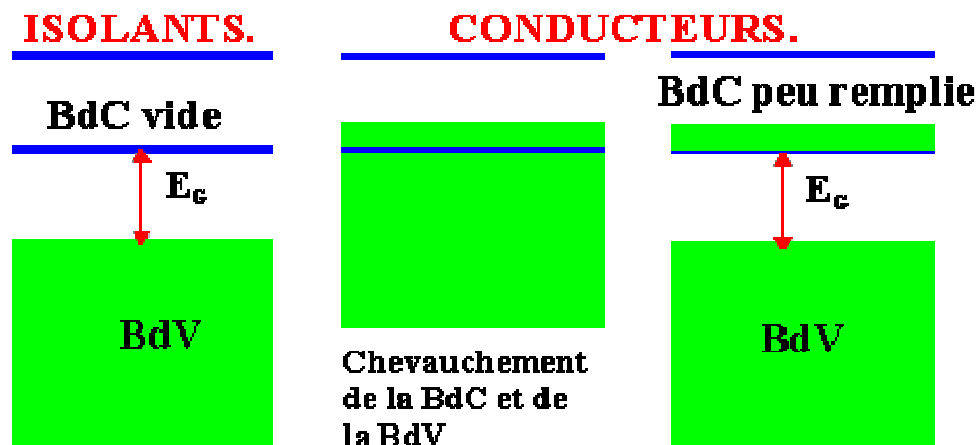
2.4.2 Interprétation physique.

Un électron absent dans une bande pleine correspond à une place vide sur une liaison de covalence entre des atomes. L'atome qui a perdu l'un de ses électrons périphériques est devenu positif. Sous l'effet de l'agitation thermique, un électron d'une liaison voisine peut passer sur une liaison vide. Par conséquent le trou se déplace d'atome en atome. C'est pour cela que l'on peut le considérer comme une particule positive qui se déplace dans le réseau.

	Trous	Électron
Si	0.59 m_0	1.06 m_0
Ge	0.36 m_0	0.55 m_0
GaAs	0.64 m_0	0.066 m_0

2.5 Isolant - Conducteur

Les phénomènes de transport électrique se produisent dans les bandes supérieures. Les électrons se trouvant dans les bandes inférieures sont trop liés aux noyaux pour pouvoir se déplacer dans le cristal.



1 cas des ISOLANTS.

- La BdV est totalement pleine (bande saturée).
- La BdC est totalement vide.
- E_g est telle (plusieurs eV) que ni un champ électrique, ni la température ne peuvent faire passer un électron de la BdV à la BdC.

2 cas des CONDUCTEURS.

Il y a un nombre impair d'électrons par atome ou il y a un nombre pair d'électrons mais il existe un chevauchement de la BdV avec la BdC. Le nombre total d'électrons libres est constant, il est proportionnel au nombre d'atomes du métal et à la **valence** (le nombre d'électron libéré par chaque atome au moment de la constitution du métal).

A $T = 0$ K, la bande de conduction est remplie jusqu'à un niveau maximum E_F .

Niveau de remplissage à 0 K				
Atomes		Nombre Atomes/m ³	Valence	E_F (eV)
Lithium	Li	$4.6 \cdot 10^{28}$	1	4.7
Sodium	Na	$2.5 \cdot 10^{28}$	1	3.1
Cuivre	Cu	$8.45 \cdot 10^{28}$	1	7.0
Or	Au	$5.9 \cdot 10^{28}$	1	5.5
Beryllium	Be	$12.3 \cdot 10^{28}$	2	14.3
Calcium	Ca	$2.0 \cdot 10^{28}$	2	4.3
Aluminium	Al	$6.0 \cdot 10^{28}$	3	11.6

2.6 Conclusions

Dans ce chapitre il est apparu que :

- les états d'énergie d'un cristal sont répartis en bandes permises séparées par des bandes interdites;
- les interactions du cristal sont prise en compte en donnant une masse fictive à la particule;
- il n'y a pas de conduction de l'électricité quand une bande est saturée;
- une absence d'électron dans une bande saturée peut être assimilée à une charge positive : le trou;
- selon la configuration électronique de l'atome, le matériau est :
 - conducteur si la dernière bande occupée est partiellement remplie;
 - isolant si la dernière bande occupée est saturée.

Cependant, la notion de semiconducteur n'est pas encore apparue et il ne reste que 2 paramètres "disponibles" : la hauteur de la bande interdite et la température du matériau.

Chapitre 3

Population des porteurs

Population des porteurs

3.1 Objectifs :

Dans ce chapitre les bases du traitement quantitatif des propriétés électroniques des "isolants" vont être abordées. Les principales étapes sont :

- a) Établir les points de départ du calcul de la densité des porteurs dans la Bande de conduction (BdC) et la Bande de Valence (BdV).
- b) Effectuer les évaluations et en déduire la première loi fondamentale de l'équilibre thermodynamique.
- c) Faire apparaître la distinction entre isolant et semiconducteur à partir des caractéristiques du matériau utilisé.
- d) Mettre en évidence les mécanismes de création et de disparition des porteurs.
- e) Envisager le cas d'un semiconducteur idéal.

3.2 Population des bandes permises :

3.2.1 Densité d'états permis :

On nomme **densité** un nombre par unité de volume : Densité d'états quantiques = nombre d'états quantiques par unité de volume. L'unité de volume légale est le m³, pratiquement c'est le cm³ qui est le plus employé.

Dans un cristal on montre que la densité d'états à l'énergie E dans la bande de conduction est :

$$D_n(E) = \frac{2}{h^3 \sqrt{\pi}} (2 \pi m_e)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (1)$$

La densité d'états quantiques à l'énergie E dans la bande de valence est :

$$D_p(E) = \frac{2}{h^3 \sqrt{\pi}} (2 \pi m_h)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (2)$$

En première approximation m_e et m_h sont les masses effectives des électrons et des trous. Dans les cas des masses effectives anisotropiques, un tenseur de masse effective est introduit. Les densités d'états quantiques évoluent en racine carrée de l'énergie cinétique ($E - E_c$) pour les électrons, ($E_v - E$) pour les trous. On parle d'état quantique disponible, c'est à dire de 2 places pour un électron de spin $+1/2$ et un électron de spin $-1/2$.

3.2.2 Fonction de FERMI DIRAC :

La probabilité d'occupation à la température T d'un niveau d'énergie E par un électron est donnée par la fonction de FERMI-DIRAC :

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (3)$$

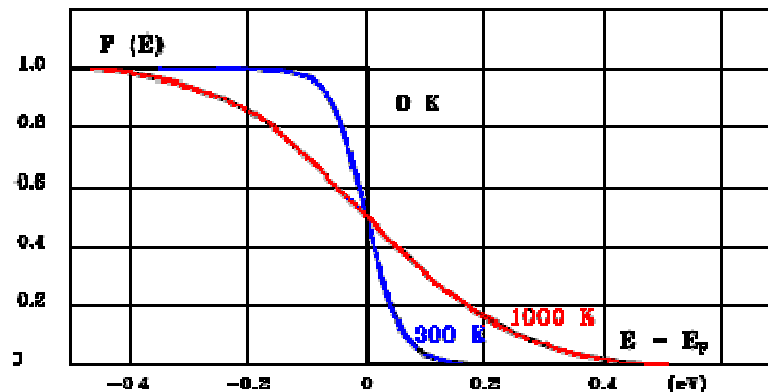
E_F est le niveau de FERMI ; k_B est la constante de BOLTZMANN : $1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$.

T est la température toujours exprimée en degrés KELVIN .

A T_0 : la température ambiante (300 K) : $k_B T_0 \cong 4.04 \cdot 10^{-21} \text{ J} \cong 0.025 \text{ eV}$.

La quantité $k_B T/q$ a comme dimension le volt. On l'appelle parfois le potentiel thermique.

Pour la température ambiante : $k_B T_0/q \cong 25 \text{ mV}$.



$F(E)$ est une probabilité donc : $0 < F(E) < 1$.

Si $T = 0 \text{ K}$, $F(E) = 1$ pour $E < E_F$, $F(E) = 0$ pour $E > E_F$. Tous les états d'énergie en dessous du niveau de FERMI sont occupés, tous les états situés au dessus sont vides. Un niveau d'énergie situé à plus de $3 k_B T$ au dessus de E_F possède une probabilité d'occupation < 0.05 donc faible. Un niveau d'énergie situé à plus de $3 k_B T$ en dessous de E_F possède une probabilité d'occupation < 0.95 donc très voisine de l'unité.

Si $E - E_F$ est de l'ordre de plusieurs $k_B T$, 1 est négligeable de l'exponentielle, la fonction de FERMÍ se ramène à une distribution de BOLTZMANN :

$$F(E) \cong \exp\left[-(E - E_F)/k_B T\right] \quad (4)$$

La probabilité pour qu'un état quantique situé à l'énergie E ne soit pas occupé est donnée par le complément à 1 de $F(E)$.

$$F_p(E) = 1 - F(E) \quad (5)$$

est la probabilité d'avoir un trou à l'énergie E .

3.2.3 Occupation des états dans une bande permise :

Nombre places occupées de la BdC ?

Considérons un très petit intervalle de la BdC compris entre les énergies E et $E + dE$, il contient $dN = D_n(E) dE$ niveaux. Chaque niveau possède 2 places possibles ($s = +1/2$, $s = -1/2$), la probabilité d'occupation est $F(E)$ donc

$$dn = 2 F(E) dN = 2 F(E) D_n(E) dE$$

Nombre de places occupées par un trou dans la BdV ?

Considérons un très petit intervalle de la BdV compris entre les énergie E et $E + dE$, il contient $dN = D_p(E)dE$ niveaux. chaque niveau possède 2 places et la probabilité "d'inoccupation" est: $1 - F(E)$ donc le nombre de trous dans l'intervalle dE est :

$$dp = 2 (1 - F(E)) D_p(E) dE$$

3.3 Densité des porteurs :

On appelle porteur une particule mobile pourvue d'une charge électrique. Un électron de la BdC est un porteur négatif, un trou de la BdV est un porteur positif.

3.3.1 Densité des électrons dans la Bande de Conduction :

• Pour effectuer ce calcul, on pose les hypothèses suivantes :

1. l'expression de la densité d'états $D_n(E)$ reste valable $\forall E$
2. la BdC commence à E_c et se termine pour $E = \infty$ car $F(E) \rightarrow 0$ quand E augmente.

n : la densité des électrons dans la BdC est donc l'intégrale de E_c à l' ∞ de dn . En remplaçant $D_n(E)$ et $F(E)$ par leurs expressions, l'intégration s'effectue facilement que dans le cas où :

A) $E_c - E_F > k_B T$ (E_F est en dessous de E_c)

$$n = N_c \exp - \frac{E_c - E_F}{k_B T} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (6)$$

avec : N_c : densité équivalente d'états dans la Bande de Conduction :

$$N_c (T) = \frac{2}{h^3} (2 \pi m_e k_B T)^{3/2} = 2.5 \cdot 10^{19} \left[\frac{m_e}{m_0} \right]^{3/2} \left[\frac{T}{T_0} \right]^{3/2} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (7)$$

Tout se passe comme si tous les électrons se trouvaient sur N_c places toutes situées à l'énergie E_c . L'hypothèse $E_c - E_F > k_B T$ entraîne $n \ll N_c$. Il y a beaucoup moins de porteurs que de places disponibles. Le gaz de porteur est non dégénéré.

A partir de la densité des électrons dans la BdC on peut déduire la position du niveau de FERMİ :

$$E_F = E_c - k_B T \text{Log}(N_c/n) \quad (8)$$

Plus la densité des électrons dans la bande de conduction augmente, plus le niveau de FERMİ se rapproche du minimum de la BdC.

Dans le cas du comportement non dégénéré, la fonction de FERMİ devient :

$$F(E) \cong \exp - \left| \frac{E - E_F}{k_B T} \right| \quad (9)$$

Les électrons de conduction constituent un gaz d'électrons de MAXWELL-BOLTZMANN.

B) $E_F - E_c > k_B T$ (E_F est au dessus de E_c)

Dans ce cas le calcul de n ne peut se faire que numériquement. La densité $n \gg N_c$ et le niveau de FERMİ se trouve à l'intérieur de la BdC.

Les électrons de la BdC obéissent à une statistique de FERMI-DIRAC, ils constituent un gaz dégénéré.

3.3.2 Densité des trous dans la Bande de Valence :

Pour effectuer ce calcul, on pose les hypothèses suivantes :

1. l'expression de $D_p(E)$ reste valable $\forall E$
2. la BdV commence à $-\infty$ et se termine pour $E = E_v$ car $1 - F(E) \rightarrow 0$ quand E diminue (la probabilité d'avoir un trou dans le bas de la BdV est nulle).

p : la densité des trous dans la BdV est donc l'intégrale de $-\infty$ à E_v de dp . En remplaçant $D_p(E)$ et $F(E)$ par leurs expressions, l'intégration s'effectue facilement que dans le cas où :

A) $E_F - E_v > k_B T$ (E_F est au dessus de E_v)

$$p = N_v \exp - \frac{E_F - E_v}{k_B T} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (10)$$

avec : N_v : densité équivalente d'états dans la Bande de Valence :

$$N_v (T) = \frac{2}{h^3} (2 \pi m_h k_B T)^{3/2} = 2.510^{19} \left[\frac{m_h}{m_0} \right]^{3/2} \left[\frac{T}{T_0} \right]^{3/2} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (11)$$

Tout se passe comme si tous les trous se trouvaient sur N_v places toutes situées à l'énergie E_v .

L'hypothèse $E_F - E_v > k_B T$ entraîne $p \ll N_v$. Il y a beaucoup moins de porteurs que de places disponibles. Le gaz de porteurs est non dégénéré.

A partir de la densité des trous dans la BdV on peut déduire la position du niveau de FERMI :

$$E_F = E_v + k_B T \text{Log}(N_v/p) \quad (12)$$

Plus la densité des trous dans la bande de valence augmente, plus le niveau de FERMI se rapproche du maximum de la BdV.

Dans le cas du comportement non dégénéré, la fonction de FERMI devient :

$$F_p(E) \cong \exp \left| \frac{E - E_F}{k_B T} \right| \quad (13)$$

Les trous constituent un gaz de porteurs positifs de MAXWELL-BOLTZMANN.

B) $E_v - E_F > k_B T$ (E_v est au dessus de E_F)

Dans ce cas le calcul de p ne peut se faire que numériquement. La densité $p \gg N_v$ et le niveau de FERMI se trouve à l'intérieur de la BdV. Les trous de la BdV obéissent à une statistique de FERMI-DIRAC, ils constituent un gaz dégénéré.

3.3.3 Loi "d'action de masse" :

En multipliant la densités des porteurs négatifs par la densité des porteurs positifs on obtient :

$$n_i^2 = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) (\text{cm}^{-6}) \quad (14)$$

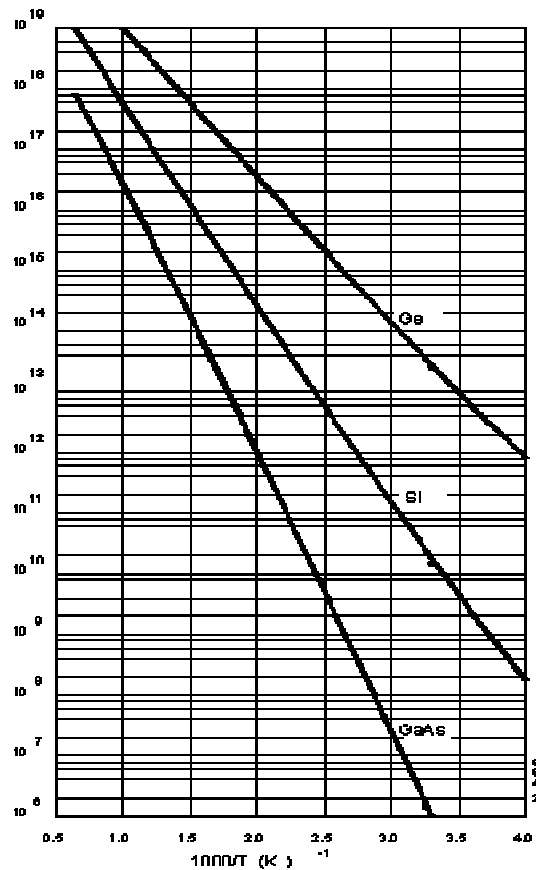
n_i est appelé le nombre intrinsèque ou densité intrinsèque de porteurs.

Le produit de la densité des porteurs négatifs par la densité des porteurs positifs, à l'équilibre thermodynamique (en l'absence de perturbations), est indépendant de la position du niveau de FERMI. Il est fonction des densités équivalentes d'états de la BdC et de la BdV (N_c et N_v), de la hauteur de la bande interdite (E_g) et de la température absolue (T). C'est une loi d'action de masse au sens de la thermodynamique.

En tenant compte des expressions de N_c et N_v :

$$n_i^2 (T) = A T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) (\text{cm}^{-6}) \quad (15)$$

A : constante spécifique du matériau, indépendante de la température.



$$n_i(\text{cm}^{-3}) = f(1000/T)$$

3.4 Semiconducteur intrinsèque :

Si la bande permise est presque vide, la conduction de l'électricité est proportionnelle à la densité des électrons libres. Si la bande permise est presque pleine, la conduction de l'électricité est proportionnelle à la densité des trous.

3.4.1 Semiconducteurs :

Considérons les cristaux "isolants", ils possèdent des hauteurs de bande interdite (Gap) différentes. Cette hauteur dépend principalement de la structure cristalline (paramètres du réseau).

n_i est représenté, en fonction de l'inverse de la température pour les trois semiconducteurs les plus importants.

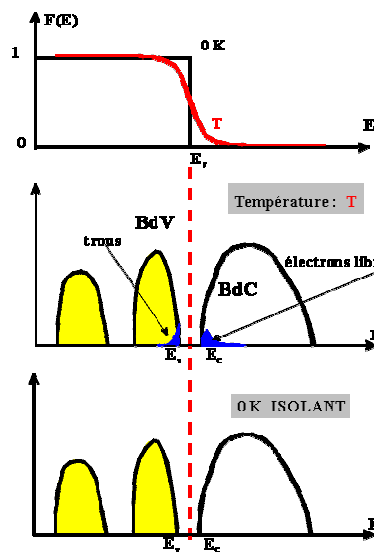
A la température ambiante, pour le silicium, $n_i \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ est beaucoup plus faible que la densité des porteurs dans les métaux ($\approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$). Le silicium intrinsèque peut être considéré comme isolant à la température ambiante.

Cette densité $\approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ est l'ordre de grandeur de la densité acceptable des impuretés pour avoir un silicium intrinsèque. Par rapport aux $5 \cdot 10^{22}$ atomes Si/cm^3 , il faut une pureté jamais atteinte encore à l'heure actuelle. Le silicium intrinsèque n'existe pas à la température ambiante.

Les raisonnements précédents sont encore plus valables pour l'arséniure de gallium.

Valeurs des "Gap" en eV		
	300 K	0 K
C	5.47	5.51
Ge	0.66	0.75
Si	1.12	1.16
SiC	3.0	3.1
GaAs	1.43	1.52
GaP	2.25	2.35
GaSb	0.68	0.81
InSb	0.17	0.24
InAs	0.36	0.42
InP	1.29	1.42

A $T = 0$ K, il n'y a pas de porteurs dans la BdC et dans la BdV : on est dans le cas ISOLANT



Lorsque $T \neq 0$ K et si E_g est relativement faible, quelques électrons du haut de la BdV peuvent franchir la bande interdite et se retrouver dans le bas de la BdC.

Le nombre de porteurs libres croît exponentiellement en fonction de la température, l'isolant est de moins en moins "bon", il devient "semiconducteur".

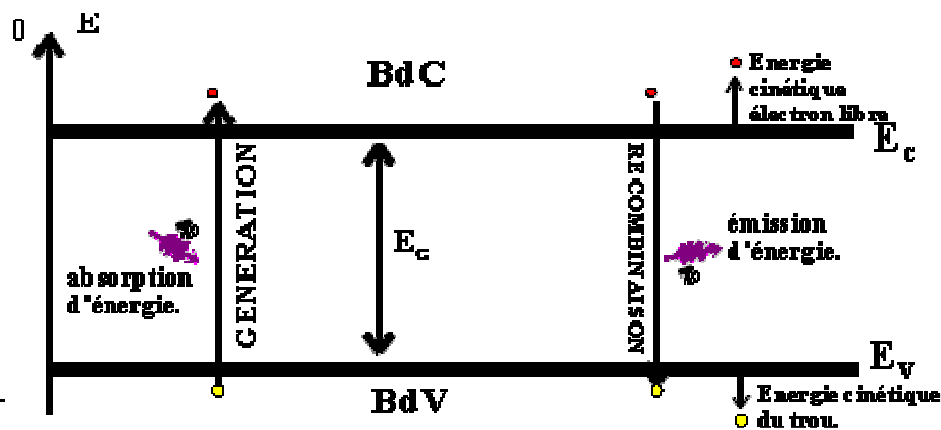
La distinction entre isolant et semiconducteur est purement quantitative :

- si $E_g < 2$ eV, on a un semiconducteur.
- si $E_g > 5$ eV, on a un isolant.

3.4.2 La génération recombinaison :

Certains électrons de valence sont "excités" thermiquement. Si l'énergie gagnée est $> E_g$ l'électron quitte sa position de liaison et se trouve alors dans un état quasi libre dans le cristal. En quittant sa liaison d'origine, l'électron laisse derrière lui un site vide : c'est un trou. Ce trou peut attirer un électron de valence d'une liaison proche qui en quittant son site fait apparaître un trou. Le trou est mobile.

Dans le schéma énergétique, la génération se traduit par le passage d'un électron d'un état de la BdV à un état de la BdC.



La distance à E_c de l'état occupé dans la BdC par l'électron correspond à son énergie cinétique. La distance à E_v de l'état occupé par un trou dans la BdV correspond à son énergie cinétique.

3.4.3 Le semiconducteur intrinsèque :

Semiconducteur intrinsèque : c'est un semiconducteur pur sans défaut de structure. Dans un semiconducteur intrinsèque, à chaque électron de la BdC correspond un trou dans la BdV donc :

$$n = p = n_i \tag{16}$$

En remplaçant n et p par leur expression on trouve :

$$E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{k_B T}{2} \text{Log} \left(\frac{N_v}{N_c} \right) \tag{17}$$

E_{Fi} : position du niveau de FERMI dans un semiconducteur intrinsèque.

A $T = 0$ K, le niveau de FERMI dans un semiconducteur intrinsèque est exactement au milieu de la bande interdite. Lorsque T augmente, le niveau de FERMI s'éloigne légèrement du milieu sauf si $m_e = m_h$. Il est possible en introduisant les notions de nombre intrinsèque et de niveau de FERMI d'écrire :

$$n = n_i \exp - \frac{E_F - E_{Fi}}{k_B T} \quad p = n_i \exp - \frac{E_{Fi} - E_F}{k_B T} \tag{18}$$

3.5 Conclusions :

Dans ce chapitre les notions suivantes ont été établies :

La densité des porteurs dans la BdC et la BdV ainsi que les deux types de fonctionnement qui en découlent (dégénéré et non dégénéré) dépendent exponentiellement de la position du niveau de FERMI; le produit de la densité des porteurs négatifs par la densité des porteurs positifs est une caractéristique fondamentale du matériau, elle dépend exponentiellement de la hauteur de la bande interdite (E_g) et de la température (T); les matériaux de $E_g < 2$ eV ont à la température ambiante (T_0) des densités de porteurs suffisantes pour qu'ils ne puissent plus être considérés comme des isolants, ils sont appelés semiconducteurs; dans les semiconducteurs intrinsèques, la génération (apparition) et la recombinaison (disparition) des porteurs s'effectuent toujours par paire électron-trou. La densité des électrons est donc égale à la densité des trous et le niveau de FERMI se situe très près du milieu de la bande interdite.

Chapitre 4

Conduction électrique

Conduction électrique

4.1 Objectifs :

- a) Décrire de manière simple le mouvement d'un porteur dans un cristal semiconducteur en l'absence et en présence d'un champ électrique (étude microscopique).
- b) Dédire du modèle précédent les paramètres qui déterminent l'évolution de l'ensemble des porteurs dans un semiconducteur et obtenir les grandeurs mesurables sur des échantillons (étude macroscopique).
- c) Envisager les propriétés d'un échantillon semiconducteur soumis simultanément à l'influence d'un champ électrique et d'un champ magnétique.

4.2 Dynamique des porteurs :

Les propriétés relatives aux déplacements des porteurs sous l'influence de forces appliquées sont appelées phénomènes de transport. Elles sont modifiées par les champs électriques et magnétiques appliqués, les gradients de température, les charges d'espace,

4.2.1 Vitesse thermique moyenne :

A la température T , dans un semiconducteur isotherme, homogène, non dégénéré, électrons libres et trous sont animés d'un mouvement rapide d'agitation thermique (comme les molécules d'un gaz). Le modèle cinétique d'un gaz permet d'évaluer le module de la vitesse thermique moyenne des électrons libres et de la vitesse thermique moyenne des trous :

$$\frac{1}{2} m_e \langle v_{thn}^2 \rangle = \frac{1}{2} m_h \langle v_{thp}^2 \rangle = \frac{3}{2} k_B T \quad (\text{eV}) \quad (1)$$

A la température ambiante (T_0), pour une masse effective de l'ordre de m_0 , le module de la vitesse thermique moyenne est très élevé ($\cong 10^5$ m/s pour le Si).

4.2.2 Modèle de DRUDE – Mobilité :

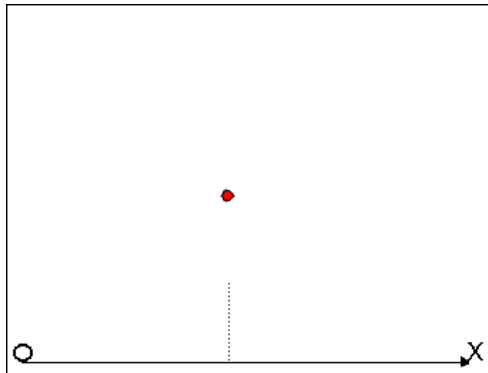
Dans un semiconducteur homogène, sans forces extérieures appliquées, le mouvement des porteurs est complètement aléatoire.

L'échange d'énergie et de quantité de mouvement est en moyenne nul. Il n'y a pas de déplacement global des charges donc pas de courant électrique.

hypothèses du modèle de DRUDE

Le porteur est une particule classique (m_e : électron, m_h : trou).

Le mouvement se décompose en trajets rectilignes quelconques parcourus à vitesse quelconque mais constante dans tout le trajet.



chaque modification de direction correspond à une interaction dont les propriétés sont les suivantes :

- collisions avec les atomes du réseau, atomes d'impuretés, défauts;
- collisions entre porteurs négligeables;
- les ions ont une influence insignifiante au niveau local, mais globalement ils empêchent le porteur de quitter le cristal;
- la probabilité d'avoir une collision pendant un intervalle de temps donné est constante;
- collisions statistiquement isotropes :

$$\langle v_{thn} \rangle = \langle v_{thp} \rangle = 0$$

L : la distance moyenne parcourue entre 2 interactions s'appelle le libre parcours moyen:

$$L = (L_1 + L_2 + \dots + L_n)/n \quad (2)$$

τ : temps de libre parcours moyen ou temps de relaxation est le temps moyen entre 2 interactions :

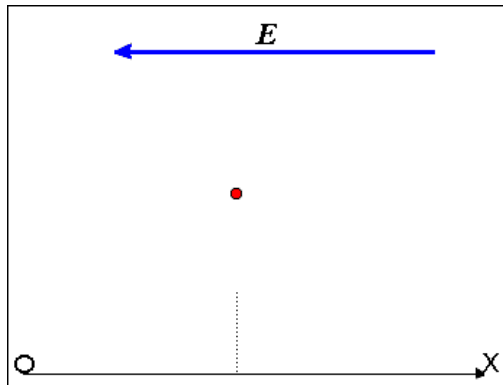
$$\tau = (\tau_1 + \tau_2 + \dots + \tau_n)/n \quad (3)$$

Dans le Si, à température ambiante, pour une perfection structurale et une pureté moyenne, $\tau \cong 10^{-13}$ à 10^{-12} s.

$$L_n = \tau_n \sqrt{\langle v_{thn}^2 \rangle} \quad ; \quad L_p = \tau_p \sqrt{\langle v_{thp}^2 \rangle} \quad (4)$$

et le libre parcours moyen est de l'ordre de 10 à 100 nm.

En présence d'un champ électrique E



Le champ électrique agit sur le porteur pendant le libre parcours moyen comme dans le vide.

Les trajectoires sont déformées sous l'effet de la force : $F = -q E$

Le porteur perd en moyenne à chaque choc l'excédent d'énergie fourni par le champ électrique lors du libre parcours moyen. Cet apport au cristal se traduit en échauffement : c'est l'effet JOULE.

La position moyenne du porteur se déplace avec une vitesse v_d appelée vitesse de dérive.

On montre que les vitesses de dérive des électrons libres et des trous dépendent du champ électrique appliqué:

$$v_{dn} = -\mu_n E \dots\dots v_{dp} = \mu_p E \quad (\text{cm/s.}) \quad (5)$$

μ_n ($\text{cm}^2/\text{V}.\text{s.}$): mobilité des porteurs négatifs.

$$\mu_n = \frac{q \tau_n}{m_e} \quad (6)$$

μ_p : mobilité des porteurs positifs.

$$\mu_p = \frac{q \tau_p}{m_h} \quad (7)$$

La mobilité mesure l'aptitude des porteurs à se déplacer dans le réseau cristallin sous l'effet du champ électrique. Plus elle est grande, plus les porteurs sont "véloces".

Mobilités à 300 K							
$\text{m}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$	Ge	Si	GaAs	GaSb	InP	InSb	InAs
μ_n	0.39	0.15	0.85	0.40	0.46	7.8	3.3
μ_p	0.19	0.06	0.04	0.14	0.01	0.08	0.05

Les meilleures mobilités sont celles de InSb et InAs, mais leur faible hauteur de B.I. empêche leur emploi à la température ordinaire.

4.3 Conductivité électrique :

4.3.1 Définition de la conductivité :

Soit un cristal présentant une densité de n électrons libres de mobilité μ_n et de p trous de mobilité μ_p soumis à un champ électrique E . Un élément de surface dS normal au champ électrique est traversé pendant chaque unité de temps par $n v_{dn} dS$ charges négatives et par $p v_{dp} dS$ charges positives. Il en résulte une densité J_c (par unité de surface) de courant de conduction, (courant de dérive):

$$J_c = q p v_{dp} + (-q) n v_{dn} \quad (\text{A/cm}^2) \quad (8)$$

On définit la conductivité du matériau σ ($\Omega \cdot \text{cm}$)⁻¹ par la relation

$$J_c = \sigma E \quad (9)$$

En exprimant les vitesses de dérive v_{dp} et v_{dn} en fonction du champ électrique on trouve :

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p) \quad (10)$$

La conductivité σ ($\Omega \cdot \text{cm}$)⁻¹ est l'inverse de la résistivité ρ ($\Omega \cdot \text{cm}$).

Le courant de conduction dans un semiconducteur est la somme de 2 composantes : l'une créée par le déplacement des électrons libres de la BdC; l'autre créée par le déplacement des trous de la BdV.

4.3.2 Conductivité d'un semiconducteur intrinsèque.

Dans un semiconducteur intrinsèque : $n = p = n_i$ donc :

$$\sigma_i = q n_i (\mu_n + \mu_p) \quad (11)$$

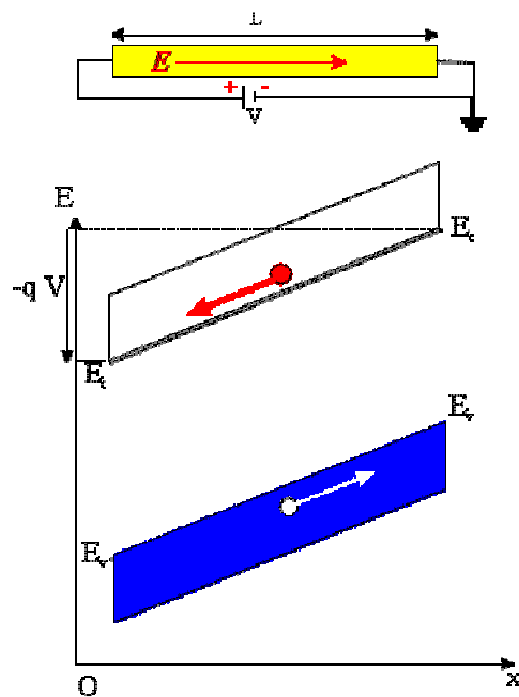
Les mobilités diminuent en fonction de la température, mais n_i augmente exponentiellement donc la mobilité σ_i augmente très fortement quand la température augmente. La résistance d'un échantillon de semiconducteur intrinsèque diminue quasi exponentiellement quand la température augmente.

4.3.3 Modèle énergétique de la conduction :

Pour aider la compréhension de la représentation du phénomène de transport dans le modèle énergétique, on peut faire l'analogie du courant dans un semiconducteur au déplacement d'un liquide dans un tube fermé.

Faisons l'analogie des bandes d'énergie permise du semiconducteur à des tubes fermés.

Le tube rempli d'eau correspond à la BdV, le tube rempli d'air (vide) correspond à la BdC.



L'existence d'un champ électrique sur le semiconducteur provient de l'application d'une tension V aux bornes de l'échantillon.

Cette tension modifie l'énergie potentielle en chaque point de l'échantillon, ce qui se traduit par une variation de E_c et de E_v en fonction de l'abscisse.

Une tension appliquée V entraîne donc une inclinaison $-qV$ du tube BdC et du tube BdV.

Dans le cas où la BdV est pleine et la BdC est vide, cette inclinaison n'entraîne pas un déplacement de liquide, on est dans le cas d'un isolant.

Supposons que l'on soit parvenu à faire passer une goutte d'eau (1 électron) de la BdV à la BdC. Il apparaît donc une goutte dans le tube vide et une bulle dans le tube plein.

Quand on incline les tubes, il y a déplacement de liquide par la goutte qui coule vers les potentiels positifs et par la bulle qui monte vers les potentiels négatifs.

Le potentiel $V(x)$ est relié à l'énergie potentielle $E_p(x)$ de l'électron par la relation :

$$E_p(x) = -q V(x) \quad (12)$$

Dans un semiconducteur, E_c , E_v , E_{Fi} ont les mêmes évolutions spatiales. A partir de ces évolutions on définit le **potentiel électrochimique** $\Psi(x)$ tel que :

$$\Psi(\mathbf{x}) = -\frac{E_{F1}(\mathbf{x})}{q} = -\frac{E_c(\mathbf{x})}{q} = -\frac{E_v(\mathbf{x})}{q} \quad (13)$$

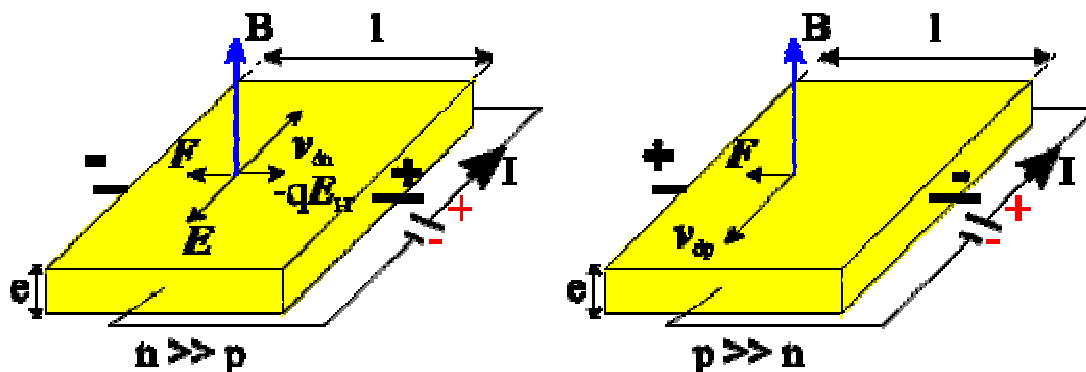
ainsi que le **potentiel de FERMI** :

$$\varphi(\mathbf{x}) = -\frac{E_F(\mathbf{x})}{q} \quad (14)$$

4.4 Effet HALL :

4.4.1 Théorie simplifiée :

Soit un échantillon semiconducteur (largeur : l , épaisseur : e) où $n \gg p$. On applique un champ électrique E parallèle aux arêtes et un champ magnétique B perpendiculaire aux faces (figure ci-dessous).



Sous l'effet du champ électrique, il apparaît un courant de conduction :

$$J_{cn} = -q n v_{dn} \quad (15)$$

Le champ magnétique déforme la trajectoire des électrons car il engendre une force de LORENTZ :

$$F = -q v_{dn} \wedge B \quad (16)$$

Si les faces latérales ne sont pas reliées électriquement, il en résulte une accumulation d'électrons sur la face latérale arrière et un manque d'électrons sur la face latérale avant, ce qui engendre un champ électrique E_H : le **champ de HALL** dont l'action s'oppose à l'influence du champ magnétique.

$$E_H = -v_{dn} \wedge B \quad (17)$$

Il est plus commode d'utiliser le courant I qui traverse l'échantillon et la tension V_H (tension de Hall) qui apparaît entre les faces latérales. Dans le cas d'un champ magnétique et d'un champ électrique orthogonaux on trouve:

$$\mathbf{V}_H = R_H \frac{I \mathbf{B}}{e} \quad (\text{V}) \quad (18)$$

Avec $R_{Hn} = -1/qn$: Constante de HALL

La Constante de HALL étant inversement proportionnelle à la densité des porteurs, la tension de HALL est beaucoup plus importante dans les semiconducteurs que dans les métaux.

Comme $\sigma_n = q n \mu_n$, on obtient $\mu_n = -R_{Hn} \sigma_n$;

La mobilité est déterminée à partir d'une mesure de conductivité et d'une mesure d'effet HALL. Lorsque la conduction est assurée par les trous, ($p \gg n$), la constante de HALL est positive : $R_{Hp} = 1/qp$ et on obtient : $\mu_p = R_{Hp} \sigma_p$. Si les porteurs positifs et négatifs ont des densités équivalentes $n \cong p$, la détermination de la constante de HALL devient plus délicate :

$$R_H = \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{q(p\mu_p + n\mu_n)^2} \quad (19)$$

4.2.2 Effets galvanométriques.

La théorie précédente est très simplifiée, les électrons et les trous acquièrent des vitesses différentes sous l'effet du champ électrique. Les forces magnétiques et électriques sont égales que pour certains électrons et trous qui possèdent exactement la vitesse moyenne de l'ensemble des particules.

Une description plus précise tenant compte de la distribution des vitesses permet :

1. d'évaluer la constante de HALL :

$$R_{Hn} = -r/(qn) ; R_{Hp} = r/(qp) \text{ avec } r = \langle \tau^2 \rangle / (\langle \tau \rangle)^2 ; \tau : \text{ temps de relaxation des porteurs}$$

2. de mettre en évidence une augmentation de la résistance longitudinale telle que:

$$V = I (\rho_0 + \rho_2 B^2) L/S$$

la résistance classique ρ_0 est majorée par le terme $\rho_2 B^2$ quadratique en B connu sous le nom de magnétorésistance.

3. les vecteurs champ électrique et densité de courant ne sont pas colinéaires mais font un angle θ : angle de HALL tel que : $\tan(\theta) = r \mu B = \mu_H B$ ou μ_H est la mobilité de HALL.

4.5 Conclusions :

Dans ce chapitre, le comportement individuel et collectif des porteurs libres ont été précisés.

A la température ambiante, dans un échantillon à l'équilibre thermodynamique :

- un porteur (positif ou négatif) possède un mouvement rectiligne uniforme dont la longueur (libre parcours) est égale à la vitesse instantanée (vitesse thermique) multipliée par le temps de libre parcours (temps entre deux chocs).
- des interactions aléatoires (chocs aléatoires) rendent l'ensemble des déplacements de l'ensemble des porteurs totalement indépendants et aléatoires (browniens).

Lorsque le matériau est soumis à champ électrique :

- l'ensemble des porteurs va subir une dérive d'autant plus grande que leur mobilité est grande.
- cette mobilité sera d'autant plus petite que les collisions subies par les porteurs seront nombreuses.
- la température, le nombre de défauts ou d'impuretés du cristal vont donc diminuer cette mobilité qui sera la plus grande dans le matériau idéal (intrinsèque) aux basses températures.
- les deux types de porteurs contribuent au transport de l'électricité et quand les densités sont voisines, la conductivité du matériau est la somme de deux contributions, l'une due aux porteurs positifs $q p \mu_p$, l'autre due aux porteurs négatifs $q n \mu_n$

Lorsque un champ électrique et un champ magnétique sont appliqués simultanément :

- une tension apparaît (la tension de Hall) proportionnelle à une constante (la constante de Hall) qui permet de déterminer le type des porteurs majoritaires et leur densité.
- un terme supplémentaire apparaît dans la relation entre la tension appliquée et le courant obtenu, c'est la magnétorésistance.

Il est possible de simuler par ordinateur le déplacement des porteurs à la fois dans l'espace réel et dans l'espace réciproque par une méthode appelée Méthode de Monté Carlo.

Chapitre 5

Semi-conducteur homogène à

Semi-conducteur homogène à l'équilibre

5.1 Objectifs :

- Montrer l'influence de l'introduction d'une quantité limitée d'une impureté de type déterminé (le dopage) sur les densités des porteurs, la position du niveau de FERMI et les propriétés électriques de l'échantillon réalisé.
- Mettre en évidence l'influence prépondérante de la température de l'échantillon sur les propriétés précédentes.

5.2 Semi-conducteur de type "N" :

5.2.1 Ionisation des impuretés :

Le Dopage est l'introduire volontairement des impuretés dans un semi-conducteur ultra-purifié. Il est nécessaire que la concentration des atomes étrangers non éliminés soit nettement inférieure à celle des atomes introduits. Les atomes introduits viennent se placer en position de substitution dans le réseau.

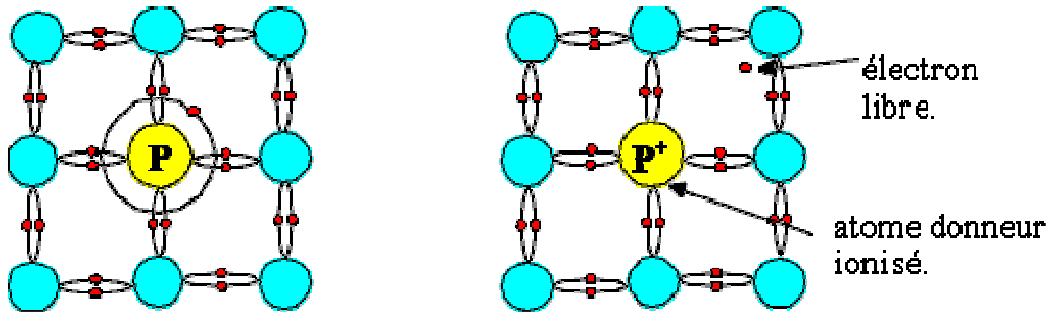
Dans un semiconducteur de la colonne IV (Si), on introduit une impureté de la V colonne (Phosphore : P), le cinquième électron se retrouve avec une énergie de liaison très faible (5 à 25 meV). Il est localisé sur l'atome pentavalent uniquement aux très basses températures.

A la température ambiante, cet électron est libéré dans le réseau et l'atome d'impureté qui était neutre devient une charge positive fixe selon la relation (cas du phosphore)



P^0 : phosphore neutre, P^+ : phosphore ionisé positif.

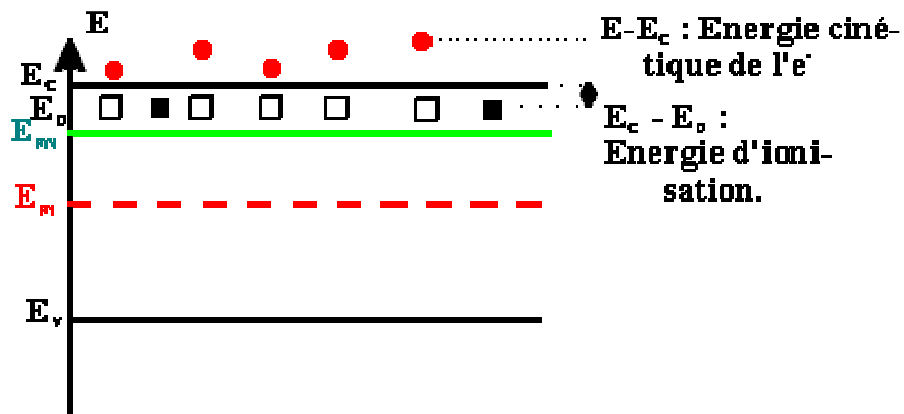
Cet atome de la cinquième colonne a engendré un électron libre dans le cristal de silicium, on l'appelle un atome donneur et sa densité sera notée N_D .



Aux très basses températures, (typiquement < 200 K), l'énergie thermique n'est plus suffisante pour ioniser l'ensemble des impuretés introduites : on est dans la gamme des températures d'ionisation partielle. Pour une densité de donneur N_D tous à un niveau E_D , la densité des donneurs ionisés est donnée par la relation :

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_F - E_D}{k_B T}\right)} \tag{2}$$

Le facteur 2 devant l'exponentielle tient compte du fait que l'on peut placer 2 électrons de spins opposés sur chaque niveau.



Les états électroniques correspondant à ces impuretés sont répartis de façon discrète dans la bande interdite. Pour une densité de N_D atomes donneurs, il existe N_D états dans la bande interdite situés à une énergie voisine de E_D .

5.2.2 Densité des porteurs libres :

A l'équilibre thermodynamique, la densité des porteurs libres d'un semiconducteur dopé par N_D atomes donneurs (supposés tous ionisés) est déterminée par 2 lois fondamentales :

- la loi d'action de masse : $n p = n_i^2$
- la neutralité électrique de l'échantillon (la somme algébrique des charges est nulle) : $-q n + q p + q N_D = 0$

En associant ces 2 relations et en ne tenant compte que de la solution physique (n est toujours positif) on trouve :

$$n = \frac{N_D + \sqrt{N_D^2 + 4n_i^2}}{2} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (3)$$

Le terme N_D est indépendant de la température, alors que n_i^2 évolue très rapidement, on obtient 2 cas limites :

$$1^\circ) N_D^2 \gg n_i^2$$

L'expression de n se simplifie et :

$$n_n = N_D \text{ Porteurs majoritaires (cm}^{-3}\text{)}$$

$$p_n = n_i^2/N_D \text{ Porteurs minoritaires (cm}^{-3}\text{)}$$

Les porteurs négatifs sont beaucoup plus nombreux que les porteurs positifs, le semiconducteur est de type "N" (repéré par indice n).

Plus un semiconducteur est dopé N, plus la différence entre la densité des porteurs majoritaires négatifs et la densité des porteurs minoritaires positifs (trous) est importante.

La densité des porteurs négatifs est constante et égale à la densité des atomes d'impuretés. Ce mode de fonctionnement est appelé "régime d'épuisement des donneurs".

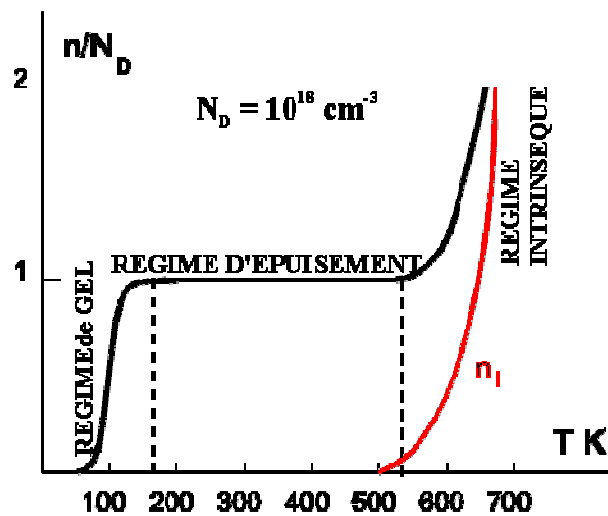
$$2^\circ) N_D^2 \ll n_i^2$$

On retrouve : $n = p = n_i$ (cm⁻³). Ce régime est appelé "régime intrinsèque".

L'évolution de la densité des porteurs négatifs (n) par rapport à la densité des impuretés (N_D) en fonction de la température montre les caractéristiques suivantes :

1. Pour les très basses températures (régime de gel), les impuretés ne sont pas toutes ionisées et la densité des porteurs négatifs augmente très rapidement.
2. Dans une large gamme de températures (régime d'épuisement), la densité des porteurs négatifs est égale à la densité des impuretés. C'est le domaine de fonctionnement "normal" des dispositifs.

Pour les températures supérieures, l'agitation thermique engendre plus de paires électron-trou qu'il y a d'impuretés donneuses, c'est le régime intrinsèque.



5.2.3 Propriétés d'un semi-conducteur de type "N" en régime d'épuisement :

1°) Position du niveau de FERMI :

En tenant compte que $n_n = N_D$ dans l'expression de la position du niveau de FERMI on trouve:

$$\partial E_n = E_C - E_{FN} = k_B T \text{Log} \left(\frac{N_C}{N_D} \right) \text{ (eV)} \quad (4)$$

E_{FN} : position du niveau de FERMI dans un semiconducteur "N".

Plus un semiconducteur est de type "N", plus son niveau de FERMI se rapproche du minimum de la BdC.

1. Quand $N_D > N_C$, le niveau e FERMI pénètre à l'intérieur de la BdC, le semiconducteur est "dégénéré de type N".
2. Quand $T \nearrow$, le niveau de FERMI s'éloigne du minimum de la BdC.

2*) Conductivité :

Dans l'expression de la conductivité, $n\mu_n \gg p\mu_p$ donc :

$$\sigma_n = qN_D\mu_n \text{ (}\Omega^{-1}.\text{cm}^{-1}\text{)} \quad (5)$$

Plus N_D est grand, plus la conductivité est grande donc plus la résistivité est faible.

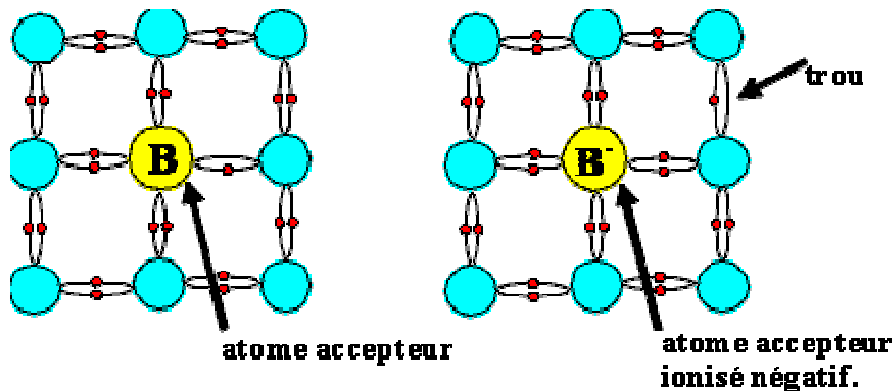
Quand $T \nearrow$, N_D reste constant, $\mu_n \searrow$, donc la conductivité \searrow .

Lorsque la température augmente, la résistivité d'un semiconducteur N augmente

5.3 Semiconducteur de type "P" :

5.3.1 Ionisation des impuretés :

Dans un semiconducteur de la colonne IV (Si), on introduit une impureté de la III colonne (Bore : B). Cet atome trivalent ne possède que 3 électrons périphériques. Il existe une liaison insatisfaite, localisée sur l'atome introduit, uniquement aux très basses températures.



A la température ambiante, l'énergie thermique est suffisante pour transférer un électron d'un atome de silicium voisin et le fixer sur l'atome de Bore. L'atome d'impureté qui était neutre devient une charge négative fixe selon la relation (cas du bore) :



B^0 : Bore neutre, B^- : bore ionisé négatif.

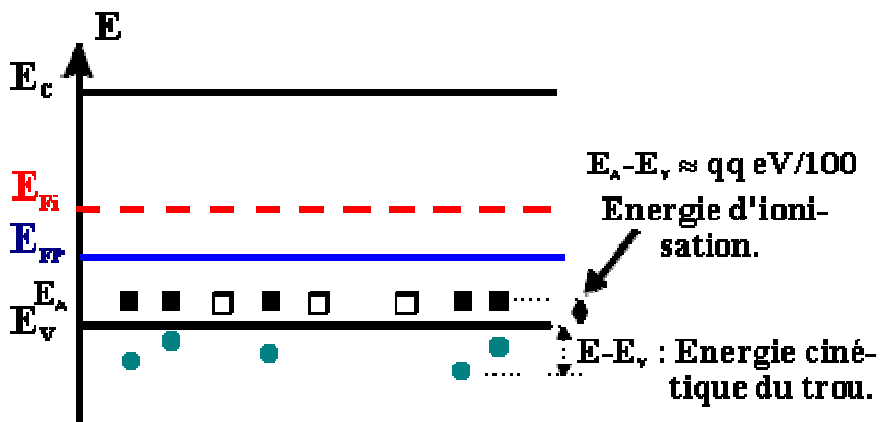
Cet atome de la troisième colonne a engendré un porteur positif (trou) dans le cristal de silicium en capturant un électron d'une liaison de valence, on l'appelle un atome accepteur et sa densité sera notée N_A .

Aux très basses températures, (typiquement < 200 K), l'énergie thermique n'est pas suffisante pour ioniser l'ensemble des impuretés introduites : on est dans la gamme des températures d'ionisation partielle. Pour une densité de donneur N_A tous à un niveau E_A , la densité des donneurs ionisés est donnée par la relation :

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 + 4 \exp\left(\frac{E_A - E_F}{k_B T}\right)} \tag{7}$$

un facteur 2 devant l'exponentielle tient compte du fait que l'on peut placer 2 électrons de spins opposés sur chaque niveau et un autre facteur 2 tient compte de la dégénérescence de la bande de valence pour Ge, Si et GaAs.

Les états électroniques correspondants à ces impuretés sont répartis de façon discrète dans la bande interdite. Pour une densité de N_A atomes accepteurs, il existe N_A états dans la bande interdite situés à une énergie voisine de E_v .



5.3.2 Densité des porteurs libres :

A l'équilibre thermodynamique, la densité des porteurs libres d'un semi-conducteur dopé par N_A atomes accepteurs (supposés tous ionisés) est déterminée par 2 lois fondamentales :

- la loi d'action de masse : $n p = n_i^2$
- la neutralité électrique de l'échantillon (la somme algébriques des charges est nulle) : $-q n + q p - q N_A = 0$

En associant ces 2 relations et en ne tenant compte que de la solution physique (p est toujours positif) on trouve :

$$p = \frac{N_A + \sqrt{N_A^2 + 4n_i^2}}{2} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (8)$$

Le terme N_A est indépendant de la température, alors que n_i^2 évolue très rapidement, on obtient 2 cas limites :

$$1^\circ) N_A^2 \gg n_i^2$$

L'expression de p se simplifie et :

$$p_p = N_A \text{ Porteurs majoritaires (cm}^{-3}\text{)}$$

$$n_p = n_i^2/N_A \text{ Porteurs minoritaires (cm}^{-3}\text{)}$$

Les porteurs positifs sont beaucoup plus nombreux que les porteurs négatifs, le semiconducteur est de type "P" (repéré par indice p).

Plus un semiconducteur est dopé P, plus la différence entre la densité des porteurs majoritaires positifs (trous) et la densité des porteurs minoritaires négatifs est importante.

- La densité des trous est constante et égale à la densité des atomes d'impuretés.
- Ce mode de fonctionnement est appelé "régime d'épuisement des accepteurs".

2°) $N_A^2 \ll n_i^2$; On retrouve : $n = p = n_i$ (cm⁻³) ; Ce régime est appelé "régime intrinsèque".

5.3.3 Propriétés d'un semiconducteur de type "P" en régime d'épuisement :

1°) Position du niveau de FERMI.

En tenant compte que $p_p = N_A$ dans l'expression de la position du niveau de FERMI on trouve:

$$\partial E_p = E_{FP} - E_v = k_B T \text{Log} \left(\frac{N_v}{N_A} \right) \quad (\text{eV}) \quad (9)$$

E_{FP} : position du niveau de FERMI dans un semiconducteur "P"

Plus un semiconducteur est de type "P", plus son niveau de FERMI se rapproche du maximum de la BdV.

Quand $N_A > N_V$, le niveau de FERMI pénètre à l'intérieur de la BdV, le semiconducteur est "dégénéré de type P".

quand $T \nearrow$, le niveau de FERMI s'éloigne du maximum de la BdV.

2°) Conductivité :

Dans l'expression de la conductivité, $n\mu_n \ll p\mu_p$ donc :

$$\sigma_p = q N_A \mu_p \quad (\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}) \quad (10)$$

Plus N_A est grand, plus la conductivité est grande donc plus la résistivité est faible.

Quand $T \nearrow$, N_A reste constant, $\mu_p \searrow$, donc la conductivité \searrow .

Lorsque la température augmente, la résistivité d'un semiconducteur P augmente.

5.4 Dopage des semiconducteurs :

Le dopage est l'action d'incorporer des impuretés (dopant) de nature et en quantité contrôlées.

La Diffusion et l'implantation ionique sont les procédés les plus importants de dopage en technologie des composants semiconducteurs.

La densité maximum d'impuretés que l'on peut introduire dans un semiconducteur est imposée par la solubilité limite de l'impureté (par exemple 10^{21} cm^{-3} pour l'arsenic dans le silicium). Elle fixe la résistivité minimum du matériau dopé.

La densité minimum est fixée par les possibilités de raffinage du matériau (par exemple 10^{13} cm^{-3} pour le bore dans le silicium). Elle fixe la résistivité maximum du matériau raffiné.

5.4.1 Dopage des semiconducteurs du groupe IV :

Les semiconducteurs du groupe IV (Si, Ge) sont dopés "N" par les éléments de la colonne V et dopés "P" par les éléments de la colonne III.

Énergie d'ionisation (eV) des impuretés dans Si et Ge			
Impureté		Si	Ge
Comportement	Type		
Donneur	P	0.044	0.012
	As	0.049	0.013
Accepteur	B	0.045	0.010
	Ga	0.065	0.011

5.4.2 Dopage des semiconducteurs III-V :

Les phénomènes sont beaucoup plus complexes : prenons le cas de l'arséniure de gallium (GaAs) : le dopage se fait le plus souvent avec le silicium pour le type "N" et le béryllium pour le type "P". Les éléments de la colonne VI en substitution aux atomes d'arsenic dopent "N" . Les éléments de la colonne II en substitution aux atomes de gallium dopent "P" . Les éléments de la colonne IV dopent "P" ou "N" suivant qu'ils se substituent à un atome d'arsenic ou à un atome de gallium.

Énergie d'ionisation (eV) des impuretés dans GaAs					
Colonne du tableau de classification	II	IV		VI	
	Be	Si	Ge	S	Se
Type " N"		0.0058	0.0061	0.0061	0.0059
Type "P"	0.028	0.035	0.040		

5.4.3 Semiconducteurs compensés :

En pratique, souvent les semiconducteurs contiennent simultanément des atomes donneurs (densité N_D) et des atomes accepteurs (densité N_A). On montre facilement (voir exercices) que si $N_D > N_A$, le semiconducteur est de type "N", et si $N_D < N_A$, le semiconducteur est de type "P"

Dans le cas particulier où $N_D = N_A$ (condition obtenue par compensation des impuretés résiduelles) : $n = p = n_i$

La densité des porteurs est celle du semiconducteur intrinsèque. La résistivité est alors très importante, le matériau est presque isolant : on parle alors d'un semiconducteur compensé ou semi-isolant.

5.5 Conclusions :

Le dopage permet de s'affranchir de l'égalité de densité des porteurs négatifs et des porteurs positifs observée dans le semiconducteur intrinsèque.

L'introduction d'impuretés donneuses d'électrons permet de rendre les porteurs négatifs beaucoup plus nombreux que les porteurs positifs : le semiconducteur est de type "N" : son niveau de FERMI est plus proche de la BdC que de la BdV et sa conductivité dépend essentiellement des la mobilité des porteurs négatifs et de leur densité.

L'introduction d'impuretés trivalentes permet de rendre les trous beaucoup plus nombreux que les électrons libres : le semiconducteur est de type "P", son niveau de FERMI est plus proche de la BdV que de la BdC et sa conductivité dépend de la mobilité des porteurs positifs et de leur densité.

L'effet du dopage est diminué lorsque la température de l'échantillon augmente et au delà d'une certaine valeur, le semiconducteur retrouve un comportement intrinsèque.

Chapitre 6

Semi-conducteur homogène hors équilibre

Semiconducteur homogène hors équilibre

6.1 Objectifs :

- a) Décrire brièvement les phénomènes physiques différents de l'agitation thermique capables de créer des paires électrons-trous.
- b) Décrire brièvement les phénomènes physiques responsables de la disparition des paires électrons-trous.
- c) Montrer que la génération et la recombinaison caractérisent un paramètre important dans la conduction des semiconducteurs : la durée de vie des porteurs.

6.2 Définitions :

Un électron se détache d'un atome (si l'énergie suffisante lui est fournie), il passe d'un état de la bande de valence (BdV) à un état de la bande de conduction (BdC), il est devenu électron libre (électron délocalisé) et il donne naissance à un trou dans la BdV : c'est le phénomène de génération d'une paire électron-trou.

Un électron libre passe d'un état de la BdC à un état vide de la BdV (disparition d'un trou), il perd de l'énergie : c'est le phénomène de recombinaison.

A l'équilibre thermodynamique: la génération et la recombinaison se compensent exactement. La densité des trous (p_0) et des électrons (n_0) sont indépendantes du temps (stationnaires) et suivent la loi d'action de masse:

$$n_0 p_0 = n_i^2 \quad (\text{cm}^{-6}) \quad (1)$$

Hors équilibre thermodynamique la densité des électrons est :

$$n = n_0 + Dc \quad (Dc : \text{écart par rapport à l'équilibre})$$

la densité des trous est :

$$p = p_0 + Dc \quad (Dc : \text{écart par rapport à l'équilibre}) \text{ et :}$$

$$n p \neq n_i^2 \quad (\text{cm}^{-6}) \quad (2)$$

Deux cas peuvent se présenter :

$p \cdot n < n_i^2$, il a moins de porteurs qu'à l'équilibre thermodynamique. C'est un phénomène d'extraction (désertion appauvrissement).

$p \cdot n > n_i^2$, il y a plus de porteurs qu'à l'équilibre thermodynamique. C'est un phénomène d'injection (génération, accumulation).

1. D_c est du même ordre que la densité des porteurs minoritaires, c'est une faible injection : la densité des porteurs majoritaires reste identique à celle de l'équilibre.
2. D_c est comparable à la densité des porteurs majoritaires, c'est une forte injection: les densités des électrons et des trous deviennent voisines.

Conditions injection dans Si 'N'			
Densité des porteurs (cm^{-3})	Equilibre	Faible injection	Forte injection
Ecart : D_c	0	10^{10}	10^{15}
Majoritaires n_n	$2.2 \cdot 10^{15}$	$2.2 \cdot 10^{15}$	$3.2 \cdot 10^{15}$
Minoritaires p_n	10^5	10^{10}	10^{15}

6.3 Génération :

L'énergie nécessaire pour la création d'une paire électron-trou dans un semiconducteur soumis à une perturbation extérieure peut être apportée par :

- un photon;
- une particule très énergétique (radiation ionisante, porteur chaud).
- un champ électrique intense.

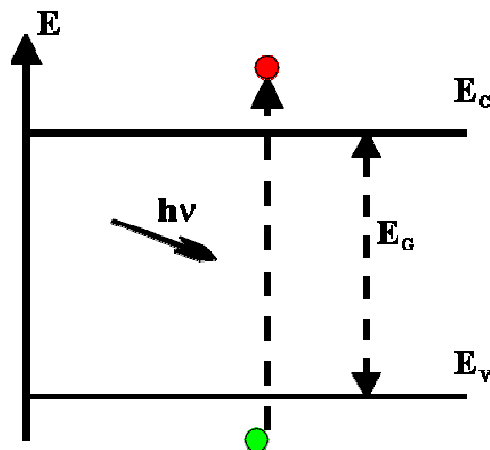
G' : taux de génération ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$) : nombre de paires électron-trou créées par unité de volume et unité de temps. G_{th} : taux de génération thermique caractérise la génération provoquée par l'agitation thermique. G : taux de génération spécifique qui découle de l'excitation du semiconducteur par la perturbation extérieure.

$$G' = G_{th} + G(\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (3)$$

$G = 0$ quand la perturbation est supprimée mais G_{th} existe toujours (aux températures usuelles).

6.3.1. Génération par photons :

L'énergie du photon ($h\nu$) est inférieure à la hauteur de la bande interdite (BI) du SC (E_g), il n'est pas absorbé et le semiconducteur est transparent. L'énergie du photon ($h\nu$) est supérieure à la hauteur de la BI du SC (E_g), il est absorbé et son énergie provoque la création d'une paire électron trou.



Les matériaux semiconducteurs absorbent fortement les rayonnements dont la longueur d'onde est inférieure au seuil d'absorption fondamental :

$$\lambda \leq 1.24/E_g(\text{eV}) (\mu\text{m}) \quad (4)$$

6.3.2. Génération par radiations ionisantes :

Les particules de forte énergie perdent leur énergie en créant des paires électron-trou. Dans le cas où la particule est complètement arrêtée dans le semiconducteur, le nombre de paires électron-trou créées permettra de déterminer son énergie (détecteurs nucléaires).

6.3.3. Génération par champ électrique intense :

Dans un semiconducteur soumis à un champ électrique très intense, les porteurs libres sont tellement rapides (porteurs chauds) qu'ils peuvent se comporter comme des particules ionisantes et créer des paires électron-trou. Cet effet est cumulatif, les porteurs créés peuvent eux aussi acquérir de l'énergie et par "chocs ionisants" sur les atomes du réseau engendrer d'autres paires électron-trou. Dans ce cas on est en présence de la multiplication des porteurs libres par le phénomène d'avalanche. On caractérise l'efficacité de la création de porteurs libres par le phénomène d'avalanche par le coefficient d'ionisation $\alpha(\text{cm}^{-1})$: nombre de paires créées par unité de longueur du parcours du porteur chaud.

6.4 Recombinaisons :

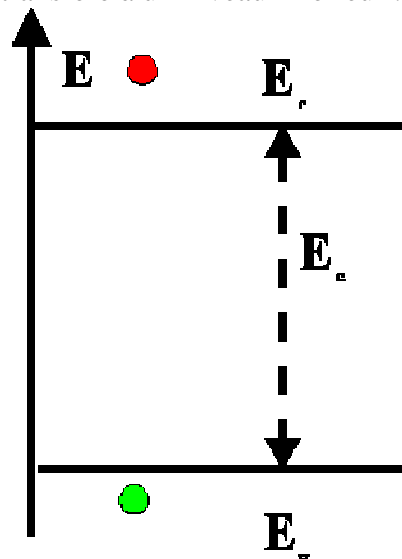
Un excès d'électrons ou de trous par rapport à l'état d'équilibre entraîne l'augmentation du phénomène de Recombinaison pour ramener le système à son état d'équilibre.

R' : taux de recombinaison ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$) : nombre de paires électron-trou disparues par unité de volume et unité de temps.

6.4.1. Recombinaison directe :

Transition directe de l'électron de la BdC à la Bdv. l'énergie récupérée peut

- être transformée en photons (recombinaison radiative avec émission de lumière).
- être transformée en phonons (recombinaison non radiative : dissipation de l'énergie sous forme thermique par échauffement du réseau cristallin).
- être cédée à un électron de la Bdv qui se trouve transféré à un niveau supérieur ou un trou de la Bdv qui se trouve transféré à un niveau inférieur : c'est la recombinaison Auger.



6.4.2. Recombinaison indirecte :

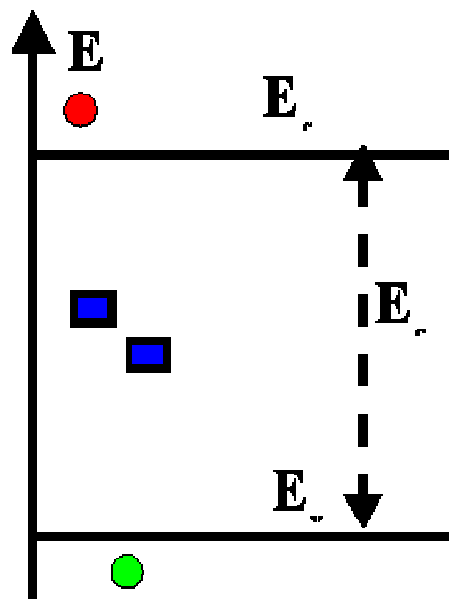
Les défauts du réseau cristallin (interstitiels, lacunes, dislocations), certaines impuretés chimiques (Au dans Si, Cu dans GaAs) donnent des niveaux discrets d'énergie situés vers le milieu de la BI : ce sont des niveaux profonds.

Quand un niveau profond capte un électron :

1. la probabilité de capturer un trou est plus importante que celle de renvoyer l'électron, elle va faire une recombinaison c'est donc un centre de recombinaison.

2. la probabilité de réémettre l'électron dans la BdC, le niveau a simplement retenu le porteur pendant un certain temps, c'est un piège.

Ces transitions mettent en jeu des énergies plus faibles qu'une transition directe, elles sont donc beaucoup plus probables qu'une transition bande à bande.



6.5 Durée de vie :

6.5.1. Durée de vie en présence de la recombinaison directe :

La variation temporelle de la densité des électrons de la BdC (dn/dt) dépend du taux de génération et du taux de recombinaison :

$$(dn/dt)_{GR} = G' - R' = G + G_{th} - R' \quad (5)$$

G : taux de génération spécifique qui découle de l'excitation du semiconducteur par la perturbation extérieure

On regroupe dans un même terme U : taux net de recombinaison le bilan entre la génération thermique et la recombinaison :

$$U = R' - G_{th} \quad (6)$$

$U > 0$ représente une diminution, $U < 0$ représente une augmentation de la densité des porteurs négatifs par unité de temps et unité de volume. L'état stationnaire correspond à $U = 0$.

$$(dn/dt)_{GR} = G - U(\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}) \quad (7)$$

la recombinaison directe survient quand un électron rencontre un trou, donc $R_p' = R_n'$: taux de recombinaison des trous = taux de recombinaison des électrons. Ils sont proportionnels à la densité des trous et des électrons :

$$R' = R_p' = R_n' = k n p \quad (8)$$

k est une constante de proportionnalité.

Sans perturbation $n = n_0$, $p = p_0$ densité des porteurs à l'équilibre thermodynamique;

$R' = k n_0 p_0 = k n_i^2$ et on est dans un régime stationnaire donc le taux net de recombinaison $U = 0$. ce qui permet de déduire que : $G_{th} = k n_i^2$.

Le taux net de recombinaison (vitesse de disparition) devient alors :

$$U = k (n p - n_i^2) (\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}) \quad (9)$$

avec $n = n_0 + Dc$, $p = p_0 + Dc$, la neutralité électrique donne $Dn = Dp = Dc$, la relation précédente devient :

$$U = k (n_0 + p_0 + Dc) Dc \quad (10)$$

On introduit la notion de durée de vie des porteurs des porteurs excédentaires $\tau(Dc)$ telle que :

$$U = Dc/\tau(Dc) (\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}) \quad (11)$$

La durée de vie des porteurs excédentaires n'est pas une constante du matériau car elle dépend de l'excitation extérieure par le terme Dc. Physiquement, τ_p représente le temps moyen qu'un trou excédentaire existe avant de se recombiner avec un électron. τ_n représente le moyen moyen d'existence d'un électron de conduction.

La recombinaison directe est un processus rare, pour les semiconducteurs à bandes interdites indirectes (Ge, Si, GaP), les durées de vie qui en découlent seraient de l'ordre de la seconde. Les durées de vie mesurées s'échelonnent entre 10^{-3} et 10^{-9} s. Ce sont les recombinaisons assistées qui expliquent les valeurs mesurées.

Dans les semiconducteurs à bandes interdites directes, la recombinaison bande à bande est prédominante, de plus elle s'effectue avec l'émission de photons ce qui explique l'utilisation de ce type de matériau pour la réalisation de composants photo-émissifs.

6.5.2. Durée de vie en présence de recombinaison assistée :

Les centres de recombinaison favorisent la mise en présence d'électrons et de trous, ils influencent fortement la durée de vie de ces porteurs. Considérons un semiconducteur ayant une densité N_t de centres de recombinaison créant N_t états permis tous à la même énergie E_t située aux environs du milieu de la BI (Modèle Shockley - Hall - Read).

La cinétique des centres de recombinaison peut être évaluée, elle mène à l'expression :

$$\theta = D_c \frac{\frac{p + p_1}{A_n} + \frac{n + n_1}{A_p}}{N_t (pn - n_i^2)} \quad (s) \quad (12)$$

Où :

$$n_1 = N_c \exp - \frac{E_c - E_t}{k_B T} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (13)$$

Densité des électrons qu'il y aurait si le niveau de FERMI était situé au niveau d'énergie des centres de recombinaison : ($E_t = E_F$)

$$p_1 = N_v \exp - \frac{E_t - E_v}{k_B T} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (14)$$

Densité de trous qu'il y aurait si le niveau de FERMI était situé au niveau d'énergie des centres de recombinaison : ($E_t = E_F$)

A_n : Efficacité des centres de recombinaison pour les électrons ($A_n = S_n v_{thn}$: S_n section de capture des électrons, v_{thn} : vitesse thermique des électrons).

A_p : Efficacité des centres de recombinaison pour les trous ($A_p = S_p v_{thp}$: S_p section de capture des trous, v_{thp} : vitesse thermique des trous).

Dans un semiconducteur N (dopage N_D) en régime de faible injection :

Les conditions : $n_0 = N_D \gg n_1 \cong p_1 \gg D_c \cong p_0$ introduites dans l'expression de la durée de vie donnent :

$\theta = 1/A_p N_t = 1/(S_p v_{thp} N_t) = \theta_p =$ durée de vie des porteurs minoritaires positifs.

Dans un semiconducteur P (dopage N_A) en régime de faible injection :

Les conditions : $p_0 = N_A \gg n_1 \cong p_1 \gg Dc \cong n_0$ introduites dans l'expression de la durée de vie donnent :

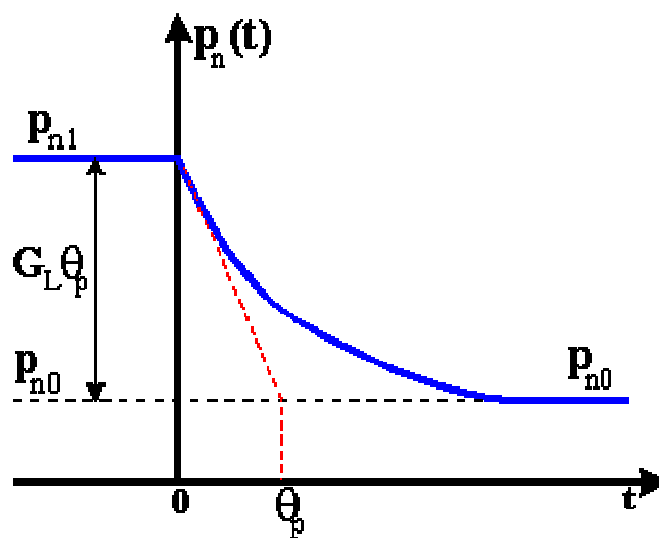
$\theta = 1/A_n N_t = 1/(S_n v_{thn} N_t) = \theta_n =$ durée de vie des porteurs minoritaires négatifs.

Dans un semiconducteur dopé, il y a abondance de porteurs majoritaires, leur durée de vie est très grande, la durée de vie des porteurs minoritaires dépend de l'efficacité de capture et de la densité des centres de recombinaison.

6.5.3. Retour à l'équilibre :

Soit un échantillon semiconducteur de type "N" soumis a un éclairciment qui entraîne un taux de génération de paires électron-trou G_L uniforme dans tout l'échantillon. La variation de la densité des porteurs minoritaires = taux de génération - taux net de recombinaison :

$$dp_n(t)/dt = G_L - U = G_L - (p_n(t) - p_{n0})/\theta_p \tag{15}$$



1°) sous éclairciment permanent : système est stationnaire : $dp_n(t)/dt = 0$ donc :

$$Dc = (p_{n1} - p_{n0}) = G_L \theta_p \tag{16}$$

2°) à partir de $t = 0$: suppression de l'éclairciment : $G_L = 0$ donc :

$$Dp_n(t)/dt = - (p_n(t) - p_{n0})/\theta_p \tag{17}$$

Avec la condition initiale : $p_n(0) = p_{n1}$

$$(p_n(t) - p_{n0}) = (p_{n1} - p_{n0}) \exp(-t/\theta_p) \quad (18)$$

$$(p_n(t) - p_{n0}) = (p_{n1} - p_{n0}) \exp(-t/\theta_p) \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad (19)$$

La durée de vie = constante de temps de retour à l'équilibre

6.5.4. Recombinaison dans une zone désertée :

Une zone désertée est une partie de semiconducteur dépourvue de porteurs majoritaires $n_0 = p_0 = 0$.

Considérons les centres de recombinaison les plus efficaces : ceux situés au milieu de la B.I. ($E_T = E_{Fi}$), de densité N_t et de même efficacité : $A_n = A_p = A$.

Dans ces conditions : $pn - n_i^2 = Dc^2 - n_i^2$ et $(p + p_1)/A_n = (n + n_1)/A_p = 2(Dc + n_i)/A$.

en reportant dans l'expression SHR $\theta = 1/(A N_t)$ et pour les faibles écarts $Dc \ll n_i$, on trouve :

$$U = -n_i/(2\theta) \text{ (cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}\text{)} \quad (20)$$

Taux net de recombinaison négatif donc c'est une génération de porteurs.

6.6. Conclusions :

Un phénomène extérieur (rayonnement lumineux, particules énergétiques, champs électriques intenses ..) peut créer des paires électron-trou. Cette création est caractérisée par un taux de génération spécifique : G (nombre de paires électron-trou créées par unité de temps et unité de volume). Dès qu'une génération augmente la densité des porteurs, il apparaît un phénomène de recombinaison caractérisé par un taux net de recombinaison : U (différence entre le taux de disparition des paires électron-trou et le taux de génération thermique) :

$$U = k(n p - n_i^2) \text{ (cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$$

On relie le taux net de recombinaison à un paramètre θ appelé "durée de vie" tel que : $U =$ rapport entre l'écart de la densité des porteurs par rapport à l'état d'équilibre sur la durée de vie des porteurs excédentaires. Dans le cas de la recombinaison assistée, la durée de vie dépend essentiellement de la densité des centres de recombinaison présents dans le semiconducteur. Dans le cas d'un semiconducteur "N", la durée de vie des trous θ_p détermine les phénomènes de retour à l'équilibre, inversement dans un semiconducteur "P", la durée de vie des électrons libres θ_n est le paramètre prépondérant.

Chapitre 7

Semi-conducteur inhomogène

Semi-conducteur inhomogène

7.1 Objectifs :

- Etudier les conséquences d'une inhomogénéité de la densité des porteurs libres sur les propriétés générales d'un échantillon semiconducteur.
- Par analogie avec le comportement des molécules dans les gaz, évaluer l'importance du phénomène de déplacement des porteurs des régions de fortes densités vers les régions de faibles densités.
- Montrer que naturellement ce phénomène de déplacement de charges se traduit par un courant électrique.
- Lorsque l'inhomogénéité des porteurs découle de l'inhomogénéité du dopage, montrer qu'il existe un phénomène antagoniste qui empêche d'obtenir une densité uniforme des porteurs libres.
- Mettre en évidence la relation entre ce phénomène de déplacement de porteurs et le déplacement provoqué par l'application d'un champ électrique.

7.2 Diffusion :

7.2.1. Définitions :

Semiconducteur inhomogène : échantillon semiconducteur dans lequel les propriétés ne sont pas uniformes (constantes) dans l'espace. ($n(x,y,z)$, $p(x,y,z)$, $\sigma(x,y,z)$ etc..)

Étude unidimensionnelle : ^pour simplifier, tous les raisonnements seront effectués dans un échantillon où toutes les propriétés évoluent uniquement selon l'axe des x ($n(x)$, $p(x)$, $\sigma(x)$ etc.....).

Flux de porteurs : nombre de porteurs qui traversent une surface unité pendant l'unité de temps : F ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$).

Diffusion : Le terme français diffusion a plusieurs significations :

- déplacement des porteurs de charges quand les densités ne sont pas uniformes.
- procédé technologique pour introduire des impuretés dans les semiconducteurs thermiquement stables (1000 °C).

3. phénomène de collision inélastique responsable de la perturbation du mouvement d'un porteur. Dans ce sens, il vaut mieux employer les termes collisions ou interactions (cf chap IV)

7.2.2 Etude qualitative :

Échantillon semiconducteur homogène de type "N":

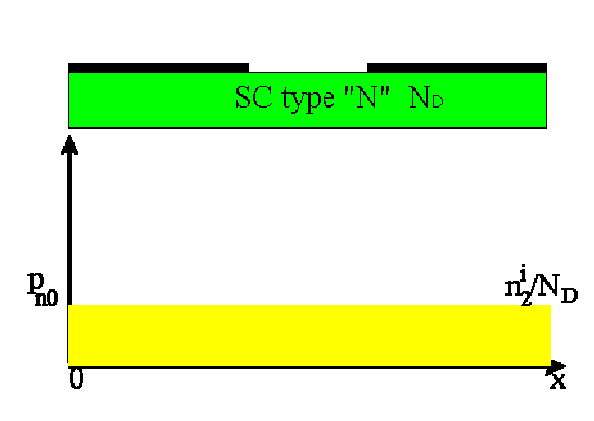
$$n(x) = n_0 = N_D; p(x) = p_0 = n_i^2/N_D \quad (1)$$

Une partie de l'échantillon est éclairée. A cet endroit il y a génération de paires électron-trou :

$$N(x) = n_0 + \Delta c(x) ; p(x) = p_0 + \Delta c(x) \quad (2)$$

Dans le cas d'une faible injection : $\Delta c(x) \ll n_0$, les trous sont plus nombreux dans la région éclairée, ils vont se déplacer vers les régions où leur densité est plus faible : c'est le phénomène de diffusion.

Les porteurs diffusent des régions de forte densité vers les régions de faible densité. Le phénomène cesse lorsque la répartition est redevenue uniforme.



7.2.3 Première loi de FICK :

Le flux des porteurs (nombre de porteurs qui traversent par unité de temps une surface unité) est proportionnel à la variation spatiale de leur densité.

Dans le cas précédent (flux des trous F_p):

$$F_p = - D_p dp(x)/dx \quad (3)$$

D_p : Coefficient de diffusion des porteurs positifs ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

le signe - tient compte du fait que les porteurs diffusent des fortes densités vers les faibles densités.

Si on considère les 3 dimensions (x,y,z) :

$$\vec{F}_p = - D_p \vec{\text{grad}} p \quad (4)$$

Dans le cas des porteurs négatifs

$$F_n = - D_n \text{dn}(x)/\text{dx} \quad (5)$$

D_n : Coefficient de diffusion des porteurs négatifs ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

Si on considère les 3 dimensions (x,y,z) :

$$\vec{F}_n = - D_n \vec{\text{grad}} n \quad (6)$$

7.3 Courant de diffusion :

7.3.1. Courant de diffusion :

- Le courant par unité de surface (J) est donné par le flux multiplié par la valeur de la charge.
- ● Courant de diffusion des trous

$$J_{\text{difp}}(x) = q F_p(x) = - q D_p \text{dp}(x)/\text{dx} \quad (\text{A}/\text{cm}^2) \quad (7)$$

A 3 dimensions :

$$\vec{J}_p = - q D_p \vec{\text{grad}} p \quad (8)$$

● Courant de diffusion des électrons:

$$J_{\text{difn}}(x) = - q F_n(x) = q D_n \text{dn}(x)/\text{dx} \quad (\text{A}/\text{cm}^2) \quad (9)$$

A 3 dimensions :

$$\vec{J}_n = q D_n \vec{\text{grad}} n \quad (\text{A}/\text{cm}^2) \quad (10)$$

D_n et D_p sont les coefficients de diffusion ou diffusivités des électrons et des trous.

7.3.2. Equations de dérive diffusion :

Si dans un échantillon il existe à la fois un champ électrique et un gradient (variation spatiale) de la densité des porteurs [$n(x)$ et $p(x)$] : les charges se déplacent sous l'effet :

- du champ électrique ----> courant de conduction : J_{cn} et J_{cp}
- gradient de densité -----> courant de diffusion : J_{difn} et J_{difp}

Le courant total en régime stationnaire est la somme du courant de conduction et du courant de diffusion : $J = J_n + J_p$ avec : à une dimension :

$$J_n = q n(x) \mu_n E(x) + q D_n \frac{dn(x)}{dx} \quad (11)$$

$$J_p = q p(x) \mu_p E(x) - q D_p \frac{dp(x)}{dx} \quad (12)$$

à 3 dimensions :

$$\vec{J}_p = -q D_p \vec{\text{grad}} p + q p \mu_p \vec{E} \quad (\text{A/cm}^2) \quad (13)$$

$$\vec{J}_n = q D_n \vec{\text{grad}} n + q n \mu_n \vec{E} \quad (\text{A/cm}^2) \quad (14)$$

Ce sont les équations de dérive diffusion.

7.4. Champ interne :

Soit un échantillon isolé semiconducteur "N" dont le dopage est inhomogène $N_D(x)$.

L'échantillon étant isolé, le courant qui le traverse est nul, donc :

$$J_n = q n(x) \mu_n E_i(x) + q D_n \frac{dn(x)}{dx} = 0$$

$E_i(x)$: champ électrique interne qui engendre un courant de conduction égal et opposé au courant de diffusion :

$$E_1(x) = - \frac{D_n}{\mu_n} \frac{\frac{dn(x)}{dx}}{n(x)} \quad (\text{V/cm}) \quad (15)$$

A 3 dimensions :

$$\vec{E}_i = - \frac{D_n}{\mu_n} \frac{\vec{\text{grad}} n}{n} \quad \text{(V/cm)} \quad (16)$$

Dans le cas d'un semiconducteur "P" : $J_p = q p(x) \mu_p E(x) - q D_p dp(x)/dx$ donc :

$$E_i(x) = \frac{D_p}{\mu_p} \frac{dp(x)/dx}{p(x)} \quad \text{(V/cm)} \quad (17)$$

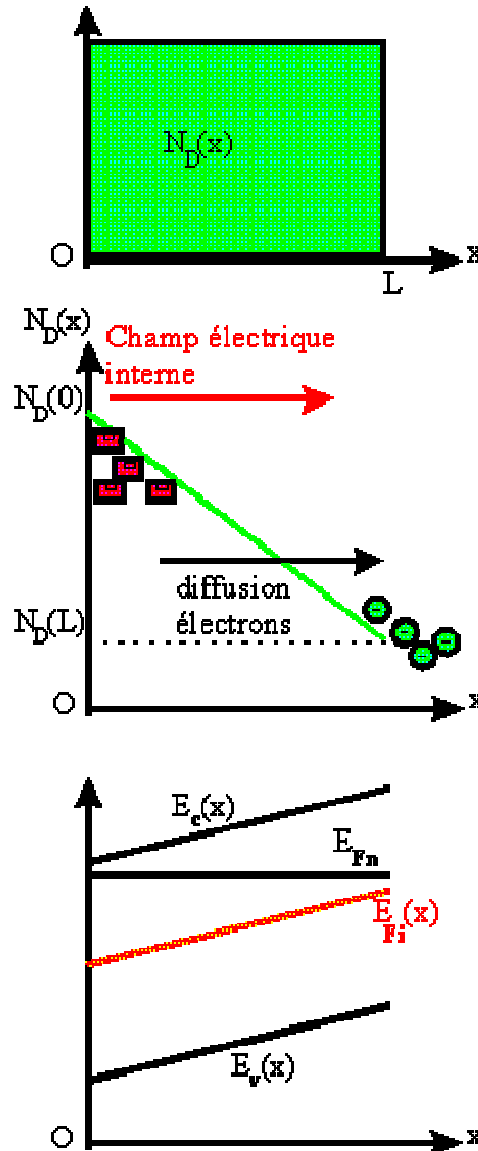
A trois dimensions :

$$\vec{E}_i = \frac{D_p}{\mu_p} \frac{\vec{\text{grad}} p}{p} \quad \text{(V/cm)} \quad (18)$$

Interprétation physique :

- L'échantillon présente un gradient de la densité des atomes donneurs $N_D(x)$.
- Il existe alors un gradient de la densité des électrons libres $n(x)$.
- Ces électrons diffusent des zones de fortes densités vers les zones de faibles densités.
- Les électrons qui ont diffusé laissent "derrière eux" les impuretés pentavalentes ionisées positives qui leur ont donné naissance.
- Ces impuretés occupent des positions fixes dans le réseau cristallin.
- C'est la séparation des électrons et de leur site d'origine qui donne naissance au champ électrique interne.

Ce champ électrique interne crée sur les électrons une force de "rappel" qui tend à les faire revenir vers leur position initiale.



7.5. Relation d'Einstein :

La valeur du coefficient de diffusion (D) dépend de la facilité des porteurs à se déplacer sous l'effet d'une force engendrée par un gradient de la densité des porteurs.

La valeur de la mobilité (μ) dépend de la facilité des porteurs à se déplacer sous l'effet d'une force engendrée par un champ électrique.

Ces deux effets ne sont pas indépendants, il doit donc exister une relation entre ces deux grandeurs, c'est la loi d'Einstein.

Considérons un échantillon de semiconducteur N de section unité et présentant une densité inhomogène de porteurs négatifs $n(x)$.

On assimile la population des porteurs à un gaz parfait et on introduit une notion de pression $P(x)$ reliée à $n(x)$ par la loi des gaz parfaits

$$P(x) = n(x) k_B T \text{ et } P(x+dx) = n(x+dx) k_B T = n(x) k_B T + [k_B T \frac{dn(x)}{dx}] dx$$

Une tranche très fine de porteurs d'épaisseur dx subit une force :

$$F(x) = P(x) - P(x+dx) = - [k_B T \frac{dn(x)}{dx}] dx$$

La masse de cette tranche : $M(x) = n(x) m_e dx$ prend sous l'effet de $F(x)$ une accélération $\mathcal{T}_n = F(x)/M(x)$

Cette accélération ne peut agir que pendant τ_n le temps de libre parcours moyen des porteurs négatifs.

La vitesse de "diffusion" de la tranche est alors : $v_{diffn}(x) = \mathcal{T}_n \tau_n$ qui se traduit par un courant de diffusion :

$$J_{diffn}(x) = -q n(x) v_{diffn}(x) = q D_n \frac{dn(x)}{dx}$$

On en déduit que $D_n = \tau_n k_B T / m_e$ et en faisant intervenir l'expression de μ_n :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k_B T}{q} \quad (V.) \quad (19)$$

Ce sont les relations d'Einstein valables uniquement pour les semiconducteurs non dégénérés soumis à des champ électriques faibles.

7. 6 Conclusions :

Dans un semiconducteur inhomogène (dopage non constant par exemple), les phénomènes de recombinaison s'accompagnent de flux de porteurs destinés à rétablir les régimes permanent et l'équilibre : la diffusion.

Même en l'absence de champ électrique extérieur, un courant peut s'établir dans un semiconducteur inhomogène. Il contribue au rétablissement de l'équilibre : c'est le courant de diffusion. Les densités de courants de diffusion sont caractérisées par des constantes de diffusion qui sont reliées aux mobilités par les relations d'Einstein.

Chapitre 8

Equation de continuité

Equation de continuité :

8.1 Objectifs :

- a) Lorsque le semiconducteur est amené hors équilibre thermodynamique par une perturbation, la densité des porteurs évolue en fonction du temps. Il faut pour modéliser cette évolution identifier et quantifier les phénomènes qui participent à la variation des densités de porteurs.
- b) L'effet d'une perturbation est notable sur une certaine distance, il faut donc déterminer les paramètres qui caractérisent la "zone d'influence de la perturbation" aussi bien pour les porteurs majoritaires et les porteurs minoritaires.
- c) A l'équilibre thermodynamique, la densité des porteurs est reliée à la position du niveau de FERMI, est-il possible de caractériser une autre grandeur lorsque les densités des porteurs ne sont plus celles de l'équilibre ?

8.2 Équation de continuité :

8.2.1. Sans phénomènes de Génération-Recombinaison :

Envisageons les trous présents dans le volume élémentaire $dV = S dx$, (étude unidimensionnelle) dans un échantillon semiconducteur de section unité et d'épaisseur dx .

La variation du nombre de trous présents (dP) pendant l'intervalle de temps dt est égale au nombre de trous entrés moins le nombre de trous sortis (il n'y a pas de génération recombinaison) :

$$dP = (F_p(x) - F_p(x+dx)) dt \quad (1)$$

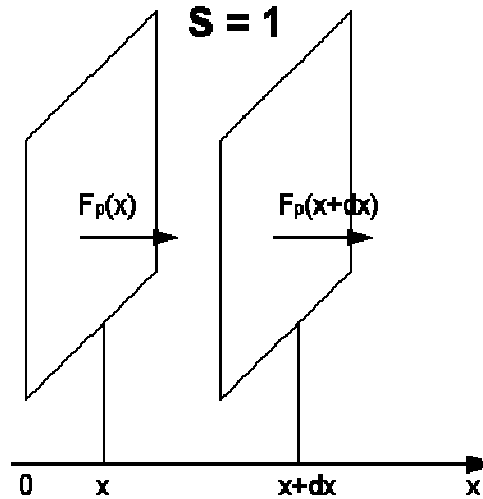
$F_p(x)$: flux des porteurs positifs entrant à l'abscisse x .

$F_p(x+dx)$: flux des porteurs positifs sortant à l'abscisse $x+dx$.

La variation de la densité des trous présents (dp) pendant l'intervalle de temps dt est égale à

$$dp = dP/dV = dP/(S dx) = dP/dx \text{ car } S = 1 \quad (2)$$

$$dp = (F_p(x) - F_p(x+dx)) dt/dx \quad (3)$$



En faisant $dx \rightarrow 0$ et $dt \rightarrow 0$ on obtient la deuxième loi de FICK :

$$Dp/dt = - dF_p(x)/dx \quad (4)$$

La variation temporelle de la densité des trous est égale à moins la variation spatiale du flux.

Dans le cas général et à 3 dimensions ainsi que pour les porteurs négatifs :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = - \text{div } \vec{F}_p \quad (5)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \text{div } \vec{F}_n \quad (6)$$

8.2.2. Avec phénomènes de Génération-Recombinaison :

Les conditions d'équilibre dynamique des porteurs majoritaires et minoritaires sont données par les **équations de continuité**. Elles tiennent compte de tous les phénomènes qui font varier la densité des porteurs en fonction du temps. Dans un élément de volume, les variations de densité des porteurs sont provoquées par :

- La génération de paires électron-trou ou l'injection de porteurs au voisinage d'un contact caractérisées par le taux de génération G .
- La recombinaison généralement assistée (U_p, U_n) qui s'exprime le plus souvent par la durée de vie moyenne des porteurs minoritaires.
- Les flux de porteurs à l'entrée et à la sortie de l'élément de volume.

L'équation de continuité s'applique donc aux porteurs minoritaires (régime de faible injection) dont les durées de vie sont déterminées par les mécanismes de recombinaison :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = - \operatorname{div} \vec{F}_p + G - U_p \quad (7)$$

Équation de continuité pour les trous

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \operatorname{div} \vec{F}_n + G - U_n \quad (8)$$

Équation de continuité pour les électrons

Dans la plupart des dispositifs :

1. on s'intéresse à l'évolution des densités de porteurs dans le sens des champs appliqués et le modèle linéaire est souvent valable :

$$J_p = q p \mu_p E - q D_p dp/dx \text{ et } J_n = q p \mu_n E + q D_n dn/dx \quad (9)$$

2. les porteurs ne sont pas des « porteurs chauds », la mobilité μ et le coefficient de diffusion D sont des constantes.
3. les taux de recombinaison s'expriment en fonction des durées de vie des porteurs minoritaires :

$$U_p = (p - p_0)/\theta_p \text{ et } U_n = (n - n_0)/\theta_n \quad (10)$$

Les équations de continuité pour les porteurs minoritaires positifs et négatifs s'écrivent alors :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - p \mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} + G - \frac{p - p_0}{\theta_p} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} \quad (11)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + n \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + G - \frac{n - n_0}{\theta_n} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} \quad (12)$$

8.2.3. Charge d'espace - Équation de Poisson :

l'équation de POISSON dérive du théorème de GAUSS : le flux du champ électrique sortant d'une surface fermée est égal à la charge contenue à l'intérieur de la surface divisée par la permittivité du milieu (Q/ϵ avec $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ où ϵ_r = permittivité relative et $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$)

Pour une surface unité d'épaisseur dx, le flux du champ électrique est :

$$E(x+dx) - E(x) = q(N_D(x) - N_A(x) + p(x) - n(x))/\epsilon = \rho_v(x) / \epsilon \quad (13)$$

$\rho_v(x)$ = densité de charge dans la tranche dx généralement appelée charge d'espace. Elle se calcule en tenant compte de toutes les charges qui existent en un point du semiconducteur (électrons, trous, charges fixes qui peuvent être localisées sur des donneurs, accepteurs ionisés mais aussi sur des centres profonds.)

Mais $E(x) = -dV(x)/dx$ où $V(x)$ est le potentiel électrostatique donc :

$$d^2V(x)/dx^2 = -\rho_v(x)/\epsilon \quad (14)$$

En généralisant à l'espace à 3 dimensions :

$$\Delta V = -\frac{\rho_v(x, y, z)}{\epsilon} \quad (\text{V.cm}^{-2}) \quad (16)$$

C'est la loi de Poisson.

8.3 Longueur de diffusion :

Soit un échantillon semiconducteur "N" unidimensionnel, indéfini, isolé. En $x = 0$, on crée un excès de porteurs minoritaires stationnaire (indépendant du temps) : $\Delta p(0) = p_n(0) - p_{n0}$

Quelle est l'évolution spatiale de la densité des charges positives $p_n(x)$?

$$\text{dans :} \quad \frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - p \mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} + G - \frac{p - p_0}{\tau_p} \quad (17)$$

Le phénomène est stationnaire : $dp_n(x)/dt = 0$.

Le système est isolé, le champ électrique est nul.

Il n'y a pas de phénomène de génération pour $x > 0$: $G = 0$

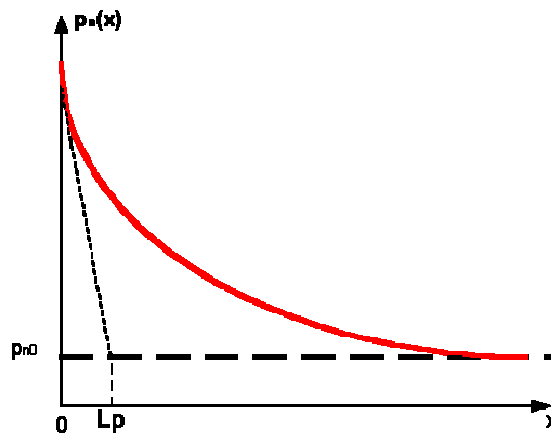
l'équation de continuité devient :

$$D_p d^2 p_n(x)/dx^2 - (p_n(x) - p_{n0})/\theta_p = 0 \quad (18)$$

en posant :

$$L_p = \sqrt{D_p \theta_p} \quad (\text{cm}) \quad (18)$$

L_p : longueur de diffusion



L'intégration de l'équation différentielle du second ordre à coefficients constants sans second membre donne :

$$p_n(x) - p_{n0} = (p_n(0) - p_{n0}) \exp(-x/L_p) \quad (19)$$

La densité des porteurs positifs évolue selon une décroissance exponentielle entre sa valeur initiale $p_n(0)$ et sa valeur à l'équilibre p_{n0} .

La décroissance est caractérisée par la longueur de diffusion des porteurs considérés

$$L_n = \sqrt{D_n \theta_n} \quad (20)$$

$$L_p = \sqrt{D_p \theta_p} \quad (21)$$

Si l'épaisseur de l'échantillon est plus faible que la longueur de diffusion (on parle d'échantillon court), la répartition spatiale des porteurs n'est plus exponentielle mais peut devenir linéaire pour des échantillon très courts ($< L/10$)

8.4 Relaxation diélectrique :

8.4.1. Temps de relaxation diélectrique :

Dans un semiconducteur hors équilibre, la durée de vie et la longueur de diffusion sont des grandeurs relatives aux porteurs minoritaires. Quelles sont les grandeurs qui caractérisent une perturbation de l'équilibre de la répartition des porteurs majoritaires.

Considérons un échantillon semiconducteur de type N présentant une charge d'espace uniforme provoquée par un excès de porteurs majoritaires homogène : $n(x) = n_0 + \Delta n = N_D + \Delta n$. La densité volumique de charge est alors : $\rho_v(x) = -q \Delta n$ indépendante de l'abscisse x.

Les porteurs excédentaires étant majoritaires, ils ne peuvent se recombiner donc $\theta_n = \infty$.

Lorsque la perturbation est supprimée, le retour à l'équilibre est donné par l'équation de continuité : $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx}$ car le taux de génération $G = 0$ et $\theta_n = \infty$.

$J_n = q n \mu_n E(x) + q D_n \frac{dn}{dx} = q n \mu_n E(x) = \sigma_n E(x)$ car la charge d'espace étant homogène $\frac{dn}{dx} = 0$.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial (N_D + \Delta n)}{\partial t} = \frac{\partial \Delta n}{\partial t} \text{ donc:}$$

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \frac{1}{q} \sigma_n \frac{d(E(x)/dx)}{dx} \text{ or la loi de poisson donne } \frac{d(E(x)/dx)}{dx} = \frac{\rho_v(x)}{\epsilon} = -\frac{q \Delta n}{\epsilon}$$

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\frac{\sigma_n \Delta n}{\epsilon} \text{ donc } \frac{\partial \Delta n / \Delta n}{\partial t} = -\frac{\sigma_n}{\epsilon} \text{ soit } -\frac{\partial t}{\tau_r} \text{ où}$$

temps de relaxation diélectrique $\tau_r = \epsilon / \sigma_n$ (s.) et $\Delta n(t) = \Delta n(0) \exp(-t/\tau_r)$

Le temps de relaxation diélectrique mesure le temps nécessaire au rétablissement de la neutralité électrique. Pour un échantillon de silicium de résistivité $\rho_N = 1 \Omega \cdot \text{cm}$ et de permittivité relative $\epsilon_r = 12$, le temps de relaxation est $\tau_r = 1 \cdot 10^{-12}$ s.

La neutralité électrique est restaurée en quelques picosecondes. Dans l'étude des composants, on supposera que la condition de neutralité est toujours réalisée dans les zones conductrices.

8.4.2. Longueur de DEBYE

Pour les porteurs minoritaires, on a défini la longueur de diffusion $L_n = \sqrt{D_n \theta_n}$

Pour les porteurs majoritaires, on définit la longueur de DEBYE:

$$L_D = (D_n \tau)^{1/2} = \sqrt{\frac{\epsilon k_B T}{q^2 n}} \quad (\text{cm}) \quad (22)$$

Dans le cas d'un semiconducteur dopé N ($n = N_D$, $\sigma_n = q N_D \mu_n$, $D_n = k_B T / q \mu_n$) la longueur de DEBYE devient :

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon k_B T}{q^2 N_D}} \quad (23)$$

C'est une grandeur très petite. Les inhomogénéités ne perturbent pas sensiblement la répartition spatiale des porteurs majoritaires sur plus d'une longueur de DEBYE c'est-à-dire nettement moins du micron dans les conditions courantes.

Il en résulte donc que, sauf pour des cas particuliers tel que le passage entre deux semi-conducteurs de types différents (jonction PN), les régions conductrice d'un semi-conducteurs peuvent être supposées neutres.

8.5 Quasi-niveaux de FERMI :

Considérons un échantillon semiconducteur dont une partie est soumise à un rayonnement pénétrant capable de créer des paires électron-trou.

Loin de la zone éclairée, le semiconducteur est à l'équilibre thermodynamique et la densité des porteurs peut s'écrire en fonction du nombre intrinsèque et du niveau de FERMI :

$$n_0 = n_i \exp \frac{E_F - E_{Fi}}{k_B T} \quad p_0 = n_i \exp \frac{E_{Fi} - E_F}{k_B T} \quad (24)$$

En présence d'une perturbation, la loi d'action masse n'est plus valable et la notion de niveau de FERMI nécessite l'équilibre thermodynamique. Cependant on continue à écrire les relations précédentes en utilisant deux grandeurs mathématiques E_{Fe} : quasi niveau de FERMI pour les électrons et E_{Fh} : quasi niveau de FERMI pour les trous définis par :

$$n = n_i \exp \frac{E_{Fe} - E_{Fi}}{k_B T} \quad p = n_i \exp \frac{E_{Fi} - E_{Fh}}{k_B T} \quad (25)$$

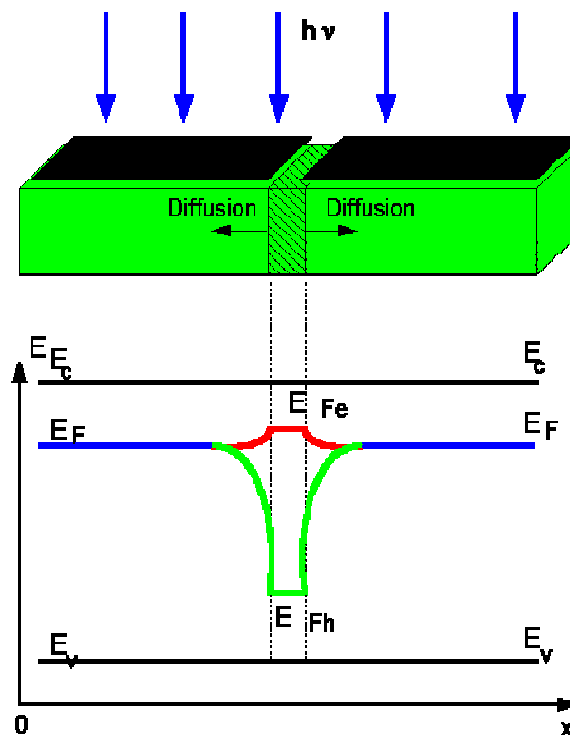
donc :

$$np = n_i^2 \exp \frac{E_{Fe} - E_{Fh}}{k_B T} \quad (26)$$

quand on est à l'équilibre : $E_{Fe} = E_{Fh} = E_F$ et la relation précédente redonne : $n_0 p_0 = n_i^2$.

La figure montre que, en fonction de l'abscisse :

- les quasi niveaux de FERMI se confondent avec le niveau de FERMI loin de la zone éclairée;
- le quasi niveau de FERMI des électrons se décale peu car le semiconducteur est de type N, la densité des porteurs majoritaires varie peu;
- le quasi niveau de FERMI des trous descend dans la bande interdite pour se rapprocher du maximum de la BdV car $p > n_i > p_0$.



8.6 Conclusions :

Le comportement des semiconducteurs inhomogènes hors équilibre thermodynamique est décrit à l'aide d'équations reliant les durées de vie moyennes des porteurs caractérisant les évolutions en fonction du temps et les mobilités et diffusivités caractérisant les évolutions en fonction de l'espace : ce sont les équations de continuité. Les équations précédentes appliquées aux porteurs minoritaires montrent que leur diffusion est dépendante de leur durée de vie. Cette propriété est caractérisée par la longueur de diffusion. Les porteurs majoritaires réagissent beaucoup plus rapidement que les porteurs minoritaires. Les paramètres relatifs à ce type de porteurs sont le temps de relaxation diélectrique (de l'ordre de la picoseconde) et la longueur de DEBYE qui dépend de la température et du dopage (de l'ordre d'une fraction de micron).

Chapitre 9

La jonction PN idéale

La jonction PN idéale

1.1 Objectif et définitions :

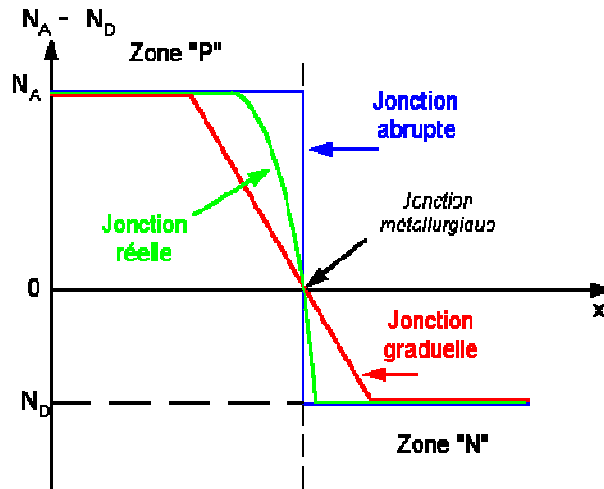
1.1.1 Objectifs :

- Décrire la jonction PN de manière quantitative et découvrir les mécanismes fondamentaux de son fonctionnement.
- Comprendre l'influence d'une tension V extérieure appliquée sur la jonction pour calculer la caractéristique $I(V)$ qui en résulte.
- Mettre en évidence les propriétés particulières lorsque la jonction est soumise à un signal dynamique.

1.1.2 Définitions :

- Jonction PN : A l'intérieur du même cristal le semiconducteur passe du type "P" au type "N".
- Homojonction : le semiconducteur de type "P" est constitué du même matériau (Si, Ge, GaAs) que le semiconducteur de type "N". Dans le cas contraire on parle d'hétérojonction.
- Jonction métallurgique : le plan où le semiconducteur change de type.

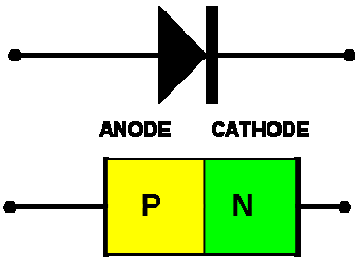
Dans le modèle unidimensionnel, la distribution des impuretés sera étudiée uniquement selon un axe Ox . Le profil de dopage est la différence entre la densité des atomes accepteurs - la densité des atomes donneurs ($N_A - N_D$). Pour simplifier on supposera que du côté "P" l'excédent de la densité des atomes accepteurs vaut N_A (cm^{-3}) et, du côté "N", l'excédent de la densité des atomes donneurs vaut N_D (cm^{-3}). Jonction abrupte : le passage de la région "P" à la région "N" s'effectue sur une épaisseur infiniment fine. Jonction graduelle: le passage de la région "P" à la région "N" s'effectue selon une loi linéaire.



En réalité, le profil de dopage est assez bien représenté par la fonction $\operatorname{erfc}(x)$: c'est la **jonction réelle**.

La diode PN est constituée d'une épaisseur de semiconducteur "P", d'une jonction PN et d'une épaisseur de semiconducteur "N".

En pratique, les diodes PN modernes sont fortement dissymétriques : le dopage de l'une des zones est beaucoup plus important que l'autre.

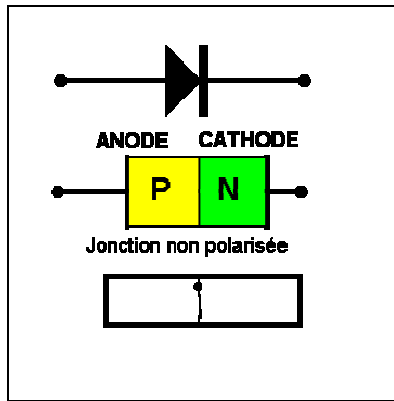


Si le côté P est beaucoup plus dopé que le côté N on parle d'une diode P^+N .

Si le côté N beaucoup plus dopé que le coté P, on parle d'une diode PN^+ .

En souvenir de la diode à vide, on appelle parfois anode la partie "P" de la diode semiconductrice et cathode la partie "N".

La diode PN présente la particularité de laisser passer le courant dans un seul sens (le sens "passant") .



Quand la partie "P" de la jonction est au même potentiel que la partie "N", la jonction est non polarisée.

Quand la partie "P" de la jonction est à un potentiel positif par rapport à la partie "N", la jonction est polarisée en direct . Il existe un courant direct, la diode est passante.

Quand la partie "P" de la jonction est à un potentiel négatif par rapport à la partie "N", la jonction est polarisée en inverse . Il existe un courant inverse quasi nul, la diode est bloquée.

Une jonction est à l'équilibre thermodynamique lorsqu'elle est à température uniforme et soumise à aucune perturbation extérieure (électrique, lumineuse, mécanique, radiative).

1.2 La jonction PN non polarisée :

Envisageons une jonction PN abrupte (dopage P constant = N_A , dopage N constant = N_D) à l'équilibre thermodynamique (jonction idéale).

1.2.1. La barrière de potentiel :

Imaginons que le semiconducteur "P" soit séparé du semiconducteur "N"

Dans le semiconducteur "P" le niveau de FERMI se situe à une distance au dessus du maximum de la BdV telle que :

$$\partial E_p = E_{FP} - E_V = k_B T \text{Log} \left(\frac{N_V}{N_A} \right)$$

Dans le semiconducteur "N" le niveau de FERMI se situe en dessous du minimum de la BdC à une distance telle que :

$$\partial E_n = E_C - E_{FN} = k_B T \text{Log} \left(\frac{N_C}{N_D} \right)$$

Si les deux semiconducteurs font partie du même réseau cristallin et à l'équilibre thermodynamique les **niveaux de FERMI s'alignent**

$$E_G = qV_b + \partial E_n + \partial E_p$$

Il apparaît une distorsion des bandes d'énergie. La différence entre le minimum de la BdC du côté P et le minimum de la BdC du côté N correspond à la variation de l'énergie potentielle de l'électron de conduction.

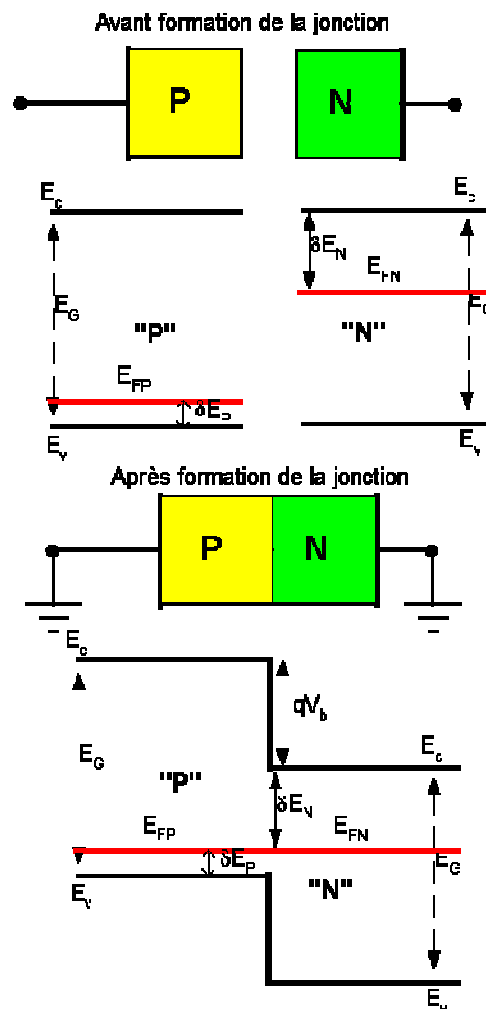
Cela se traduit par l'apparition d'une barrière de potentiel :

$$qV_b = E_c - k_B T \text{Log} \frac{N_c N_v}{N_A N_D} \text{ (eV)}$$

V_b : potentiel de barrière ou potentiel de diffusion

En introduisant la définition du nombre intrinsèque, la relation précédente devient :

$$qV_b = k_B T \text{Log} \frac{N_A N_D}{n_i^2} \text{ (eV)}$$



Il existe une variation du potentiel en traversant une jonction PN même si la polarisation extérieure est nulle.

A dopages N_A et N_D identiques, plus E_G ↗ plus V_b ↗ :

Les hauteurs de barrière de potentiel sont grandes dans les semiconducteurs à BI importantes.

Pour E_G fixé, plus le produit $N_A N_D$ ↗ plus V_b ↗ :

Plus les dopages des parties P et N sont grands, plus le potentiel de barrière de la jonction est important.

Lorsque la température de fonctionnement de la jonction augmente, E_G varie peu donc la hauteur de la barrière de potentiel diminue :

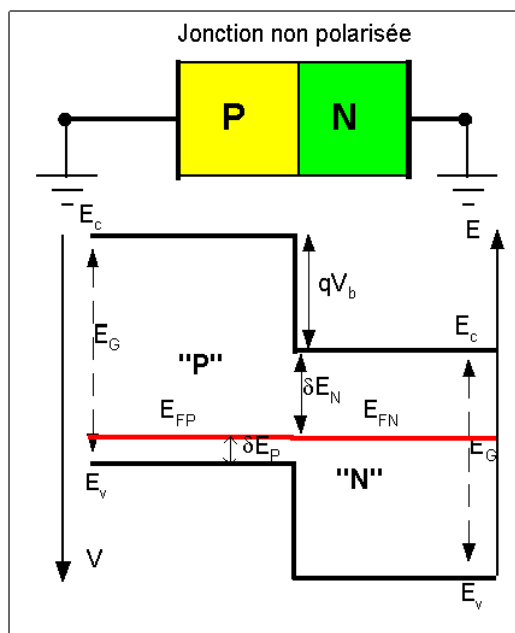
Plus la température augmente, plus le potentiel de barrière de la jonction diminue.

1.3 La jonction PN polarisée en direct :

1.3.1. Définitions :

Polariser en direct : porter la partie "P" de la jonction à un potentiel positif par rapport à la partie "N".

On notera V_j est la différence de potentiel créée par la source extérieure au niveau de la jonction . Pour une polarisation directe, cette grandeur V_j est positive.



Le potentiel de la partie "N" est le même, dans le diagramme énergétique ci-contre le niveau de FERMI du côté "N" ne bouge pas.

Les énergies étant croissantes vers le haut, pour une augmentation du potentiel, $-qV$ est négatif, donc le niveau d'énergie descend vers le bas.

Lorsque le potentiel V_j est appliqué sur la partie "P" de la jonction, le niveau de FERMI du côté "P" descend de la quantité qV_j .

La hauteur de la barrière de potentiel qui était de qV_b sans polarisation est maintenant plus faible et elle vaut : $qV'_b = qV_b - qV_j$ (eV)

Dans toute l'étude qui suit, on supposera que $V_j < V_b$, c'est le régime de faible injection.

En appliquant une polarisation directe, on diminue la hauteur de la barrière de potentiel qui existait quand la jonction n'était pas polarisée.

- Remarque 1: dans toute la suite, les grandeurs notées ' seront relatives à la polarisation directe : $qV_b =$ hauteur de barrière sans polarisation; qV'_b : hauteur de barrière en polarisation directe.
- Remarque 2: V_j est toujours la différence de potentiel entre la partie "P" et la partie "N" au niveau de la jonction, elle est inaccessible aux appareils de mesures et ne doit pas être confondue avec V_D la tension aux bornes de la diode.

1.3.2. Épaisseur de la ZCE en polarisation directe :

Dans la relation :
$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) V_b}$$
 en intègre : $V'_b = V_b - V_j$, on obtient :

$$W' = W \sqrt{1 - \frac{V_j}{V_b}} \quad (\mu\text{m}) \quad (1)$$

En appliquant une polarisation directe, on diminue la largeur de la zone désertée.

1.3.3 Calcul du champ électrique maximum :

La jonction étant abrupte, le champ électrique dans la ZCE a une forme triangulaire et : $E'_M = -2 V'_b/W'$:

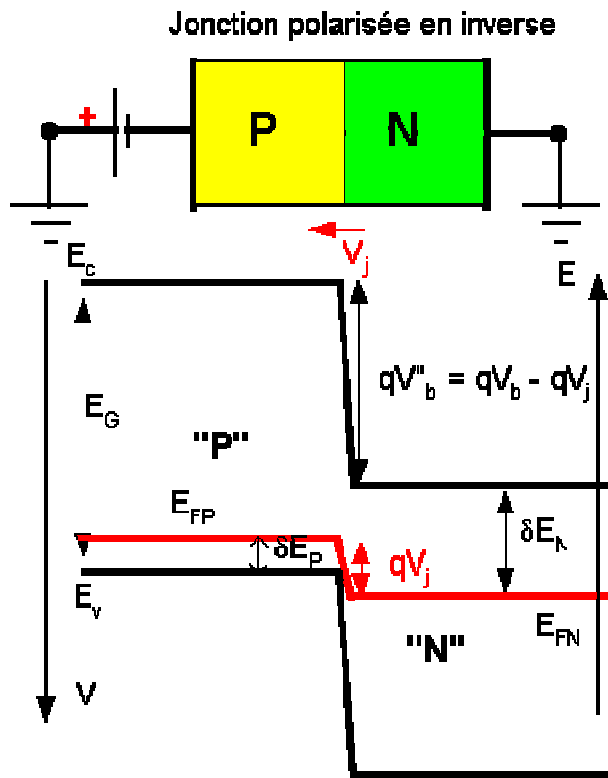
$$E'_M = E_M \sqrt{1 - \frac{V_j}{V_b}} \quad (\text{V/cm}) \quad (2)$$

En appliquant une polarisation directe, on diminue le champ électrique de rétention de diffusion, en conséquences, plus une jonction est polarisée en directe, plus la diffusion des trous de la région "P" vers la région "N" et la diffusion des électrons de la région "N" vers la région "P" vont être importantes. Il apparaît un courant : le courant direct.

1.4 La jonction PN polarisée en inverse :

1.4.1. La polarisation inverse :

Polariser en inverse : porter la partie "P" de la jonction à un potentiel négatif par rapport à la partie "N". V_j la différence de potentiel créée par la source extérieure au niveau de la jonction est négative.



Le potentiel de la partie "N" est le même, dans le diagramme énergétique ci-contre le niveau de FERMI du côté "N" ne bouge pas.

Les énergies étant croissantes vers le haut, pour une diminution du potentiel, $-qV$ est positif, donc le niveau d'énergie "monte".

Lorsque la différence de potentiel V_j négative est appliquée sur la jonction, le niveau de FERMI du côté "P" monte de la quantité qV_j .

La hauteur de la barrière de potentiel qui était de qV_b sans polarisation est maintenant plus grande et elle vaut :

$$qV''_b = qV_b - qV_j(eV)$$

En appliquant une polarisation inverse, on augmente la hauteur de la barrière de potentiel qui existait quand la jonction n'était pas polarisée.

- Remarque 1: dans toute la suite, les grandeurs notées " seront relatives à la polarisation inverse : qV_b = hauteur de barrière sans polarisation; qV''_b : hauteur de barrière en polarisation inverse.
- Remarque 2: V_j est toujours la différence de potentiel entre la partie "P" et la partie "N" au niveau de la jonction, elle est inaccessible aux appareils de mesures et ne doit pas être confondue avec V_D la tension aux bornes de la diode.

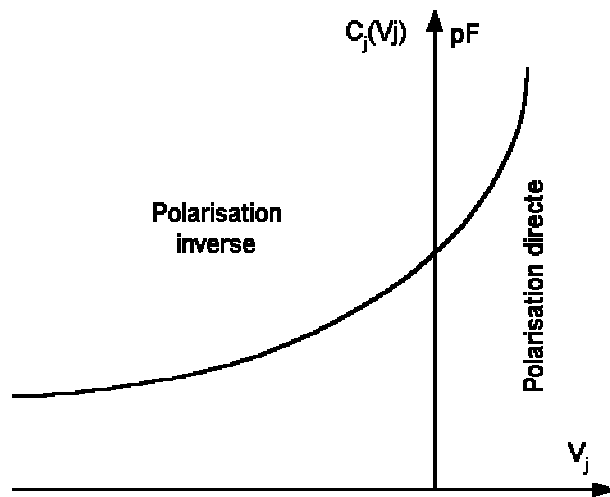
1.4.2. Épaisseur de la ZCE en polarisation inverse :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) V_b}$$

Dans la relation : en intègre : $V''_b = V_b - V_j$, on obtient :

$$W'' = W \sqrt{1 - \frac{V_j}{V_b}} \quad (\mu m) \tag{3}$$

En appliquant une polarisation inverse ($V_j < 0$), on augmente la largeur de la zone désertée.



Évolution de la capacité de transition de la jonction en fonction de la tension appliquée

- En tenant compte de l'évolution de l'épaisseur de la ZCE en fonction de la tension de polarisation dans l'expression de la capacité de transition de la jonction on trouve :

$$C_j(V_j) = \frac{C_j(0)}{\sqrt{1 - V_j/V_b}} \text{ (pF)}$$

Plus on augmente la polarisation inverse, (V_j de plus en plus négative), plus la capacité de la jonction diminue.

1.4.3 Calcul du champ électrique maximum :

La jonction étant abrupte, le champ électrique dans la ZCE a une forme triangulaire et : $E''_M = -2 V''_b/W''$:

$$E''_M = E_M \sqrt{1 - V_j/V_b} \text{ (V/cm)} \quad (4)$$

En appliquant une polarisation inverse, on augmente le champ électrique dans la ZCE.

1.4.4. Le courant inverse :

en polarisation inverse, la densité des trous à la sortie de la ZCE du côté "N" devient :

$p''_n = p_n \exp(-qV''_b/k_B T)$ avec : $V''_b = V_b - V_j$ et :

$$p_n'' = p_n \exp\left(\frac{q V_j}{k_B T}\right) \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad (5)$$

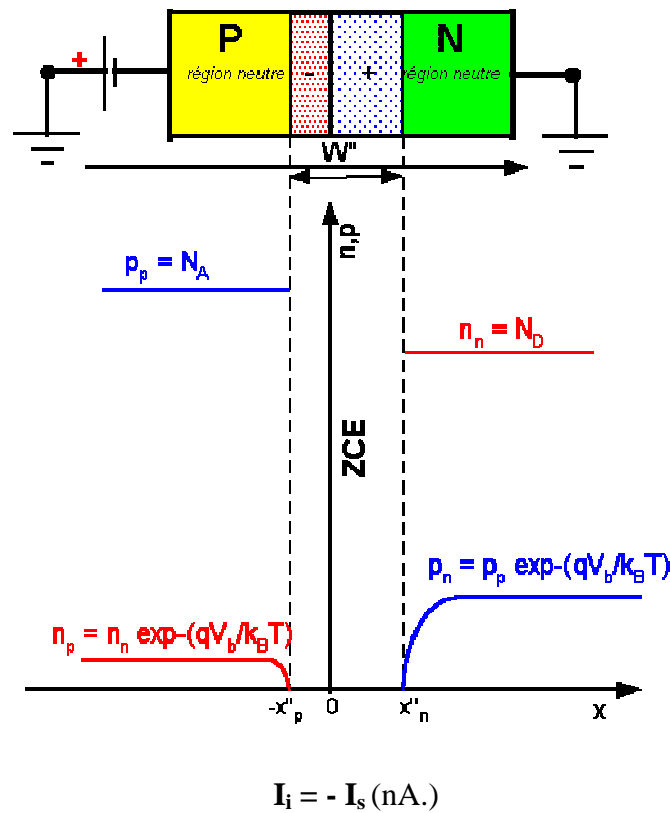
de la même manière la densité des électrons à la sortie du la ZCE du côté "P" est :

$$n_p'' = n_p \exp\left(\frac{q V_j}{k_B T}\right) \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad (6)$$

Le même calcul que pour le courant direct mène à la même relation:

$$I_D = I_s \left(\exp\frac{q V_j}{k_B T} - 1 \right) \quad (7)$$

mais comme V_j est négative $\exp(qV_j/k_B T)$ tend vers 0, le courant inverse I_i est :



$$I_i = -I_s \text{ (nA.)} \quad (8)$$

Le courant inverse traversant une jonction polarisée en inverse est très faible, indépendant de la tension appliquée et varie fortement avec la température.

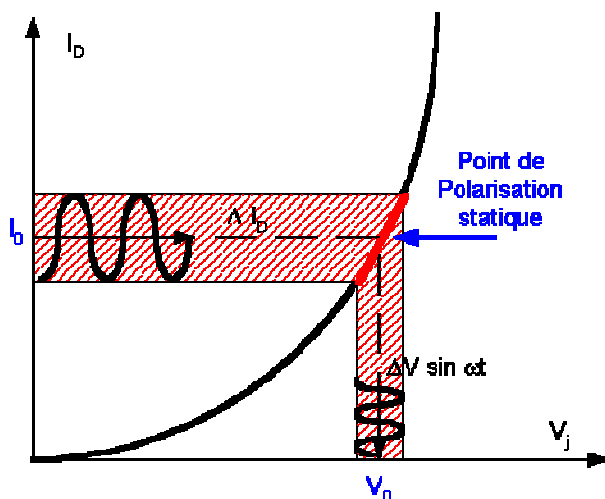
1.5 La jonction PN en régime dynamique :

1.5.1. Définitions :

Le régime dynamique est obtenu en appliquant sur un composant des grandeurs (tension, courant, champs électrique, champs magnétiques) qui dépendent du temps.

On peut distinguer :

- le régime de commutation caractérisé par le passage entre un état de fonctionnement à un autre état .
- le régime périodique ou le signal appliqué est de forme quelconque mais périodique.



Régime dynamique sinusoïdal : on suppose que la tension appliquée sur la jonction est de la forme :

$$V_j(t) = V_0 + \Delta V_j \exp(j\omega t) = V_0 + v_j$$

V_0 = composante statique;

v_j : composante dynamique (toutes les composantes dynamiques seront notées en minuscules)

Régime petit signal : l'amplitude de la composante dynamique est faible devant la composante statique : $\Delta V_j \ll V_0$

On peut alors linéariser les caractéristiques, on est en électronique linéaire.

Régime petit signal en basses fréquences : la fréquence du signal dynamique est suffisamment faible pour que les phénomènes transitoires et capacitifs puissent être ignorés.

1.6 conclusions :

Même si la jonction PN idéale ne se retrouve jamais dans les composants réels, elle représente le cas modèle pour illustrer les rôles de la diffusion, du champ électrique interne et de la génération et recombinaison des porteurs. Dans l'étude des mécanismes de base intervenant dans le fonctionnement de la jonction PN polarisée, l'importance de la température et des caractéristiques des matériaux semiconducteurs sur les densités des porteurs, leur distribution et les courants qui en découlent a été mise en évidence. Les mécanismes de transport par effet tunnel, d'ionisation par impact et de multiplication par avalanche entraînent des fonctionnements spécifiques à l'origine d'applications particulières ou de la destruction des composants.

Bibliographie :

1. Cours d'Electronique : Les composants semi-conducteurs, Bernard BOITTIAUX, Lavoisier - Tec & Doc, ISBN 2-7430-0068-4 (seconde édition) 1995 295 pages.
2. Introduction à la physique des matériaux conducteurs et semi-conducteurs, J.L. TEYSSIER & H. BRUNET, Dunod Université, ISBN 2-10-001126-X (1992) 320 pages.
3. Introduction à la physique des solides, EMANUEL MOOSER, Presses polytechniques et universitaires romandes, ISBN 2-88074-241-2 (1993) 380 pages.
4. Physique des dispositifs semi-conducteurs, Jean-Pierre COLINGE & Fernand VAN DE WIELE, De Boeck Université, ISBN 2-8041-2107-0 (1996) 390 pages.
5. Physique et Technologie des semiconducteurs, Francis LEVY, Presses polytechniques et universitaires romandes, ISBN 2-88074-272-2 (1995) 460 pages.
6. Physics of semiconductor devices, Michael SHUR, Prentice Hall series, ISBN 0-13-666496-2 (1990) 680 pages.
7. Physics of semiconductor devices, S.M. SZE, John Wiley & sons, ISBN 0-471-09837-X (1981) 870pages.
8. Physique des composants et dispositifs électroniques, G. GOUREAUX, Masson, ISBN 2-225-84589-1 (1994) 280 pages.
9. Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, H. MATHIEU, Masson, ISBN 2-225-81013-3 (1987) 600 pages.
10. Dispositifs et circuits intégrés semiconducteurs, A. VAPAILLE - R. CASTAGNE, Dunod, ISBN 2-04-016522-3 (1987) 570 pages.
11. Physique des semiconducteurs et des composants électroniques (cours). (5^{ème} édition), H. MATHIEU, Dunod, ISBN 2-10-005654-9 (2001) 825 pages.
12. http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/co/Grain_OPI_fr_M05_C02.html
13. <https://openclassrooms.com/courses/introduction-aux-semi-conducteurs>
14. <http://www.polytechlille.fr>