

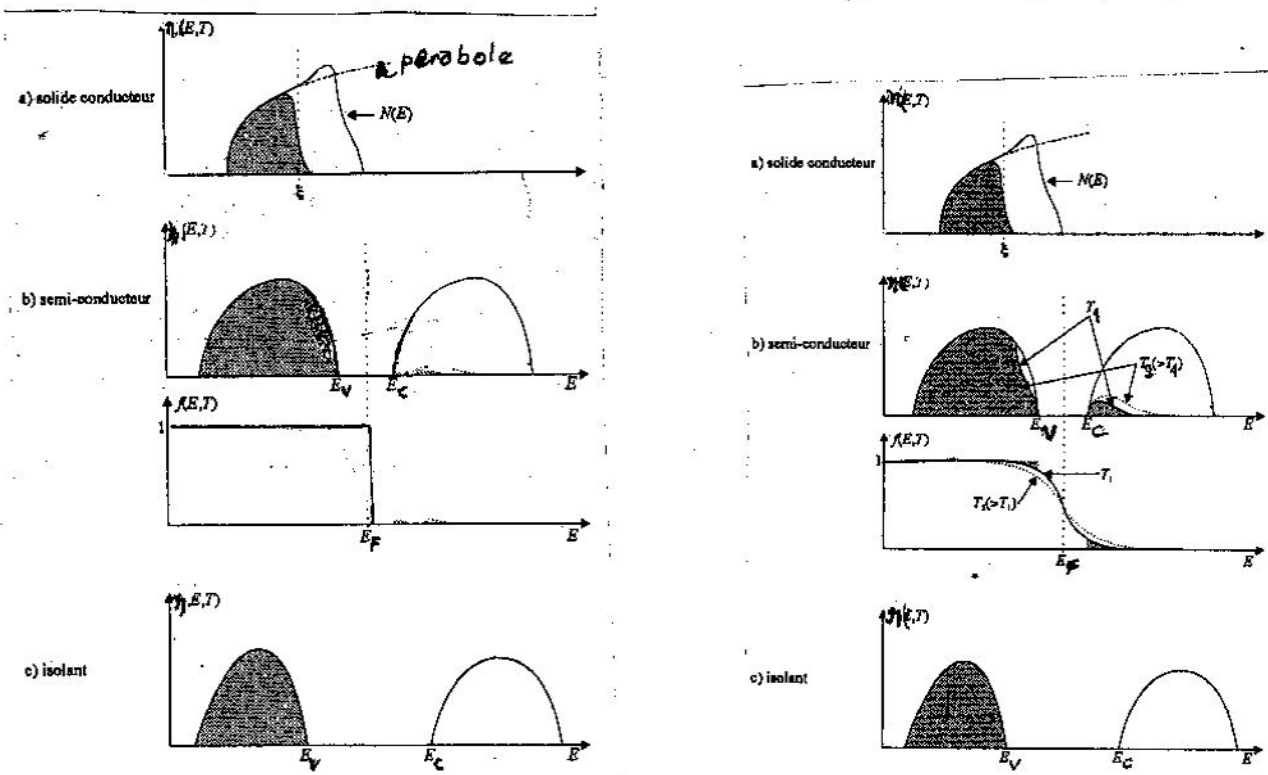
pour pouvoir sauter le gap et se mouvoir dans B.C. Il faudrait alors appliquer des champs électriques très élevés. C'est le cas classique de l'isolant. A partir de cette situation, on peut tirer les conséquences suivantes

- i) A 0.K, l'isolant et le s.c ont la bande de valence totalement remplie et la bande de conduction totalement vide.
- ii) Le niveau de Fermi se trouve donc dans la bande interdite.
- iii) Un s.c au zéro de température absolue se comporte comme un isolant
- iiii) La différence essentielle entre un isolant et un s.c réside dans la valeur du gap. Eg: Pour un bon isolant E_g est supérieure à 5 eV. Un bon s.c a un gap inférieur à 3 eV. Entre 2 et 5 c'est mitigé.

Application de la statistique de Fermi-Dirac pour les températures supérieures à 0K.

Pour un métal, le comportement est le même qu'à 0K.

Pour un isolant, quand la température est élevée, on retrouve pratiquement les mêmes propriétés que précédemment car l'écart énergétique par



a) $T = 0K$

b) $T > 0K$

Fig.32. Diagrammes d'occupation des bandes d'énergie par les e^- à 0K (a) et à $T_2 > T_1 > 0K$ (b). 38

l'augmentation de température reste toujours insuffisante pour transférer les électrons de BV à BC.

- Cas des semi-conducteurs.

Sous l'effet de la température, des électrons peuvent acquérir de l'énergie suffisamment pour passer de BV à BC. Ils laissent par conséquent des états vides dans BV correspondants à des liaisons atomiques rompues dans le cristal réel. Ces états vides d'électron dans le diagramme d'énergie (ou les sites du cristal chargés positivement car il leur manque $1e^-$) sont appelés "trous". Ces derniers peuvent se déplacer car des électrons des liaisons voisines peuvent occuper ces sites vides en laissant derrière eux des trous à leur tour. Cette opération en chaîne, peut se répéter indéfiniment si bien que tout se passe comme s'il y a un déplacement de trous dans le sens contraire à celui des électrons. Ce type de conduction par trous qui n'est, en réalité, qu'un déplacement d'électrons plus ou moins liés de la bande de valence, peut être comptabilisé en considérant les trous comme des porteurs de charge positive avec une masse effective et une énergie négatives respectivement.

Nombre d'électrons dans la bande de conduction

Le nombre peut être calculé, étant donné que nous connaissons la densité d'états (voir page 34) offerte aux électrons et la statistique (F.D) qui régit leur occupation ; soit :

$$n_m = \int_{E > E_c} N(E) \times \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}} dE$$

Nombre d'électrons par unité de volume à l'équilibre thermodynamique.

Bande de conduction

Densité d'états

Statistique de Fermi-Dirac (F.D)

Cas du Métal

En prenant pour origine E_c le niveau le plus bas de BC et où on suppose que $N(E)$ est parabolique, le nombre d'électrons dans BC est donné par l'intégrale suivante, de $E=0$ à $+\infty$ car la fonction F.D décroît rapidement:

$$n_{\text{métal}} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} E^{1/2} \left(1 + \exp \frac{E - E_F}{kT} \right)^{-1} dE$$

Après quelques approximations, on obtient

$$n_{\text{métal}} = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} E_F \right)^{3/2}$$

Remarque: Pour un métal (conducteur) E_F varie peu avec T .

Cas du semi-conducteur

Dans un semi-conducteur, pour des températures assez élevées (à l'ambiant $T=300K$ par exemple), BC et BV qui sont respectivement faiblement occupée et presque complètement occupée, vont donc participer toutes les deux à la conduction; les zones concernées sont les extrémités des bandes où on admettra à leur voisinage que la fonction de répartition des états est parabolique. En comptant l'énergie de l'électron à partir de E_c (niveau le plus bas de BC) et tenant compte du caractère de variation de la fonction F.D, rapidement décroissant, on obtient la concentration des électrons suivante:

$$n_{B.C} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} (E - E_c)^{1/2} \left[\exp \left(\frac{E - E_c + E_c - E_F}{kT} \right) + 1 \right]^{-1} d(E - E_c)$$

Pour $T > 0$, $\exp(E - E_F)/kT$ est notablement supérieur à 1. On aura donc:

$$n_{B.C} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} (E - E_c)^{1/2} \exp \frac{E_F - E_c}{kT} \cdot \exp - \frac{E - E_c}{kT} d(E - E_c)$$

l'expression qui s'écrit:

$$n_{B.C} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \exp \left(\frac{E_F - E_c}{kT} \right) \cdot (kT)^{3/2} \int_0^{\infty} \left(\frac{E - E_c}{kT} \right)^{1/2} \exp \left[- \frac{E - E_c}{kT} \right] d \left(\frac{E - E_c}{kT} \right)$$

Il s'agit là d'une intégrale tabulée: $I(z) = \int_0^{\infty} u^{z-1} e^{-u} du$ où

$$z = 3/2 \quad I(z) = \sqrt{\pi}/2 \quad \text{avec } u = (E - E_c)/kT.$$

$$n_{B.C} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \exp \left(\frac{E_F - E_c}{kT} \right) \cdot (kT)^{3/2} \cdot \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} \right)$$

Soit:
$$n_{pc} = \frac{1}{4} \left(\frac{2 m_e^* \cdot kT}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp - \frac{E_c - E_F}{kT}$$

De façon générale, on donne dans la littérature les expressions:

$$n_0 = N_c \exp - \frac{E_c - E_F}{kT}$$

avec
$$N_c = \frac{1}{4} \left(\frac{2 m_e^* \cdot kT}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \text{ ou } N_c = 2 \left[\frac{2\pi kT m_e^*}{h^2} \right]^{3/2}$$

où $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1} = 8,625 \cdot 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$

$h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ et $\hbar = h/2\pi = 1,055 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$

m_e^* = masse effective (apparente) pour la densité d'états des électrons dans BC.

n_0 = nombre d'e dans BC par unité de volume du s.c à l'équilibre thermodynamique.

N_c = densité effective d'états dans BC par unité de volume du s.c

$\exp - (E_c - E_F)/kT$, est la fonction statistique de Maxwell-Boltzmann, (cas particulier de la statistique de Fermi-Dirac comme on l'a déjà signalé (p. 34)). Ainsi donc, la statistique de Maxwell-Boltzmann est applicable aux e⁻

de la bande BC du s.c car $\exp[(E - E_c)/kT] \gg 1$ pour les T habituellement utilisées.

Dans la bande de conduction (BC), pour le nombre d'électrons, tout se passe comme si cette bande est réduite à un seul niveau d'énergie $E = E_c$ (niveau le plus bas de BC) offrant N_c places (valeurs) énergétiques pour les électrons.

Nombre d'électrons dans la bande de valence (BV) (et/ou) nombre de places vides (trous) dans BV.

Dans le haut de BV (e/m) à un voisinage, on adopte dans la littérature généralement de prendre la valeur absolue de la masse effective à condition que, on compte (négative) l'énergie en sens contraire de celle des électrons de la bande de conduction.

Si la probabilité de trouver un électron ou dessus du niveau de Fermi est selon la statistique de Fermi-Dirac:

$$f(E - E_F) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}}$$

La probabilité de trouver une place libre (trou) au même niveau d'énergie

la valeur complémentaire par rapport à l'unité:

$$1 - f(E - E_F) = 1 - \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}} = \frac{\exp \frac{E - E_F}{kT}}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}} = \frac{1}{1 + \exp \frac{E_F - E}{kT}}$$

Soit: $1 - f(E - E_F) = f(E_F - E)$

La probabilité de trouver un état vide (trou) à une distance $(E_F - E)$ au-dessous du niveau de Fermi est donc la même que celle de trouver un électron à une distance $(E - E_F)$ au-dessus du niveau de Fermi.

Ceci conduit aux conséquences évidentes suivantes:

Les trous obéissent donc à la statistique de Fermi - Dirac à condition de compter leur énergie opposée à celle des électrons par rapport à E_F , ce qui est normal car les électrons de BC proviennent de BV en y laissant un nombre égal de trous ($n_0 = p_0$).

Pour les trous dans BV, on aura de façon similaire:

$$* p_{VC} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_p^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_V}^{\infty} (E_V - E)^{1/2} \left(1 + \exp \frac{E_F - E}{kT} \right)^{-1} dE$$

Un calcul identique à celui des électrons dans BC conduit à

$$p_{VC} = \frac{1}{4} \left(\frac{2m_p^*}{\pi \hbar^2} \frac{kT}{2} \right)^{3/2} \exp \frac{E_V - E_F}{kT}$$

Dans la littérature, on donne les relations sous la forme suivante:

$$p_0 = N_V \exp - \frac{E_F - E_V}{kT}$$

avec $N_V = \frac{1}{4} \left(\frac{2m_p^*}{\pi \hbar^2} \frac{kT}{2} \right)^{3/2}$ ou $N_V = 2 \left[\frac{2\pi kT m_p^*}{\hbar^2} \right]^{3/2}$

où m_p^* est la masse effective pour la densité d'états des trous dans BV.

p_0 = nombre de trous dans BV par unité de volume, à l'équilibre thermodynamique.

N_V = Densité effective d'états dans BV par unité de volume du SC.

$\exp - \frac{E_F - E_V}{kT}$ est la fonction de distribution statistique de Maxwell-Boltzmann.

Ainsi donc, la statistique de Maxwell-Boltzmann est également applicable aux trous dans BV pour les températures habituelles. On remarque aussi que tout se passe comme si BV est réduite à un seul niveau d'énergie $E = E_V$ (niveau le plus haut de BV) offrant N_V places énergétiques pour les trous.

* L'intégrale $\int_{E_V}^{\infty}$ indique que l'énergie des trous est comptée positivement vers le bas du diagramme d'énergie.

Remarques

1) Quelque soit la position d'un niveau E considéré dans BC ou BV, la probabilité de son occupation par un électron est $f(E - E_F)$ et par un trou est $f(E_F - E)$. Ceci revient à remplacer E par E_F et E_F par E dans l'expression de la probabilité d'occupation de l'un pour trouver celle de l'autre. Ce qui implique que les expressions pour les trous peuvent être déduites trivialement à partir de celles des électrons et inversement. Ceci constitue un moyen pratique pour se rappeler les expressions.

2) Dans le cristal réel, la conduction est le résultat de mouvement de deux types d'électrons : Les premiers sont des électrons libres ayant des énergies élevées situées dans BC. Les seconds sont des électrons plus ou moins liés d'énergie plus faibles situées dans BV et dont le déplacement est de même sens que les premiers. Par commodité, pour simplifier la compréhension des raisonnements ainsi que les calculs, les derniers e^- sont assimilés à des trous, entités de charge positive, d'énergie et de masse effectives négatives et qui se déplacent en sens inverse des premiers.

Le produit électron-trou ($n_0 p_0$)

Le produit qui ne dépend pas de E_F , mais du gap E_g , conduit à la loi d'action des masses qui est très utile dans l'étude des s.c. :

$$n_0 p_0 = n_0(T) \cdot p_0(T) = N_c(T) \cdot N_v(T) \exp - \frac{E_c - E_v}{kT} = \frac{1}{16} \left(\frac{2 m_e^* m_p^* kT}{\pi \hbar^2} \right)^3 \exp - \frac{E_g}{kT}$$

En faisant $n_0 = p_0$, on trouve le niveau de Fermi du s.c. :

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{N_v}{N_c} \right) = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3kT}{4} \ln \left(\frac{m_v^*}{m_c^*} \right)$$

Sachant que généralement $m_c^* \approx m_v^*$, on aura approximativement :

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2}$$

À la température ordinaire, le niveau de Fermi d'un semiconducteur intrinsèque est très proche du milieu de la bande interdite.

La concentration intrinsèque des porteurs de charges (n_i).

Si le gap du s.c est $E_g = E_c - E_v$, elle est donnée par:

$$n_i^2 = n_0 p_0 = N_c N_v \exp - \frac{E_g}{kT} = N_c N_v \exp - \frac{E_c - E_F + E_F - E_v}{kT}$$

soit:

$$n_i = 4,9 \cdot 10^{15} (m_0^* m_p^*)^{3/4} T^{3/2} \exp - \frac{E_g}{2kT}$$

Par exemple: 1) A $T=300K$, $n_{iSi} = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $n_{iGe} = 1,8 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$

2) Exercice.

Comparez les concentrations intrinsèques des porteurs de charges des deux s.c A et B à 300K et qui ont respectivement pour gap: $E_{gA} = 0,36 \text{ eV}$ et $E_{gB} = 0,72 \text{ eV}$ en assumant que les masses effectives sont égales à celle de l'électron libre.

$$\frac{n_{iA}}{n_{iB}} = \frac{\exp - E_{gA}/2kT}{\exp - E_{gB}/2kT} = \exp \left(\frac{E_{gB} - E_{gA}}{2kT} \right)$$

$$\left. \begin{array}{l} E_{gA} = 0,36 \text{ eV} \quad E_{gB} = 0,72 \text{ eV} \\ 2kT_{300} = 2 \times 0,026 \text{ eV} = 0,052 \text{ eV} \end{array} \right\} \frac{n_{iA}}{n_{iB}} = \exp \left(\frac{0,72 - 0,36}{0,052} \right) \Rightarrow \frac{n_{iA}}{n_{iB}} = 1000$$

La concentration intrinsèque d'un s.c à 300K de gap = 0,72 eV est mille fois plus faible que celle d'un s.c à gap deux fois plus petit (0,36 eV).

Par ailleurs, dans la littérature, on présente la concentration intrinsèque sous la forme pratique suivante: Sachant que: $n_0 = p_0 = N_c e^{-(E_c - E_F)/kT} = N_v e^{-(E_F - E_v)/kT}$

$$\text{d'où } n_i = n_0 = p_0 = (N_c N_v)^{1/2} \exp(-E_g/2kT)$$

$$\text{Pour Ge: } N_c = 1,05 \cdot 10^{25} \left(\frac{T(K)}{300} \right)^{3/2} \text{ m}^{-3} \text{ et } N_v = 0,52 \cdot 10^{25} \left(\frac{T(K)}{300} \right)^{3/2} \text{ m}^{-3}$$

$$\text{Pour Si: } N_c = 2,9 \cdot 10^{25} \left(\frac{T(K)}{300} \right)^{3/2} \text{ m}^{-3} \text{ et } N_v = 1,02 \cdot 10^{25} \left(\frac{T(K)}{300} \right)^{3/2} \text{ m}^{-3}$$

Imperfections chimiques du réseau cristallin et atomes d'impuretés

Nous avons vu que c'est la périodicité du réseau cristallin qui génère un potentiel périodique auquel est soumis l'électron dans un cristal parfait. C'est ce qui impose à l'électron des valeurs d'énergies discrètes représentées sous forme de bandes d'énergies .

permissibles séparées par des bandes interdites dans le s.c. Si la périodicité du potentiel est perturbée par l'existence de défauts cristallins (par exemple, les défauts ponctuels qu'on a vu : lacunes, atomes étrangers (impuretés) en position de substitution ou d'interstitiel), la solution de l'équation de Schrödinger est modifiée et conduit à l'introduction de niveaux d'énergies permis pour l'électron dans la B.I. Deux types de ces niveaux d'énergies peuvent être créés dans cette bande :

* Les niveaux superficiels (shallow levels) ou niveaux dopants situés aux voisinages des bords des bandes intrinsèques E_c et E_v et qui ont une influence directe sur la densité des porteurs de charges donc sur la conductivité. C'est grâce à eux qu'on peut réaliser des composants électroniques.

* Les niveaux profonds (deep levels) ou niveaux recombinaisons qui sont près du mi de gap (milieu de la BI). Ils peuvent jouer un rôle de centres de recombinaison des porteurs mobiles, rôle qui est très néfaste pour les photopiles. L'étude de ces centres sera abordée plus loin.

Considérons d'abord le premiers types de niveaux :

a) Les atomes donneurs d'électrons à la bande BC

Les niveaux proches de E_c qui sont capables de céder des électrons à la bande BC, sont appelés les niveaux donneurs. Ils sont créés à bonne raison par l'introduction intentionnée d'impuretés dopantes dans les s.c.

L'exemple le plus classique est celui du silicium qui est tétravalent et dans lequel on introduit des atomes d'impuretés dopantes, pentavalentes en position de substitution tels que (P, As, Sb) du groupe V du tableau de Mendeliev. Les impuretés vont utiliser quatre de leurs électrons pour réaliser les quatre liaisons covalentes pour jouer le même rôle des atomes Si qu'elles ont remplacés. Il reste un électron orphelin plus ou moins lié avec son atome d'origine ; (à basse température, cet e⁻ reste lié mais à plus haute température adéquate, il devient libre et participe pleinement à la conduction.

c'est à cause de cet **électron orphelin** qu'on a eu l'idée de **considérer** l'atome donneur comme un **hydrogénoïde** qui trouverait dans le milieu de constante diélectrique égale à celle du cristal et dont l'électron évolue avec une masse effective m^* . Dans ce cas, sachant que l'énergie de liaison de l'électron de l'atome d'hydrogène avec son noyau est donnée, comme on l'avait vue, par :

$$E_H = - \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{m q^4}{2 \hbar^2 \epsilon^2 m^2} = -13,6 \text{ (eV)} \frac{1}{n^2}$$

n est le nombre quantique principal.

On trouve pour l'électron orphelin du donneur, une énergie comptée à partir du niveau le plus bas de BC (soit E_C).

$$E_{EL} = - \frac{13,6}{E_r^2} \frac{m^*}{m} \frac{1}{n^2} \text{ avec } m \text{ la masse de l'e libre}$$

Sachant que $m_e^*/m \approx 0,50$ et $E_r = 11,8$, on trouve pour $n=1$

$$E_{ed} = -0,048 \text{ eV.}$$

Cette énergie est de l'ordre de $(3/2)kT$; ($T=300\text{K} = T_{\text{ambiante}}$, $kT=0,026\text{eV}$)
 Les liaisons sont donc facilement brisées par l'agitation thermique pour rendre ce type d'électron à peine lié (ou libre) et dans cette situation, on dit que l'atome donneur est ionisé, donc porteur de charge positive.

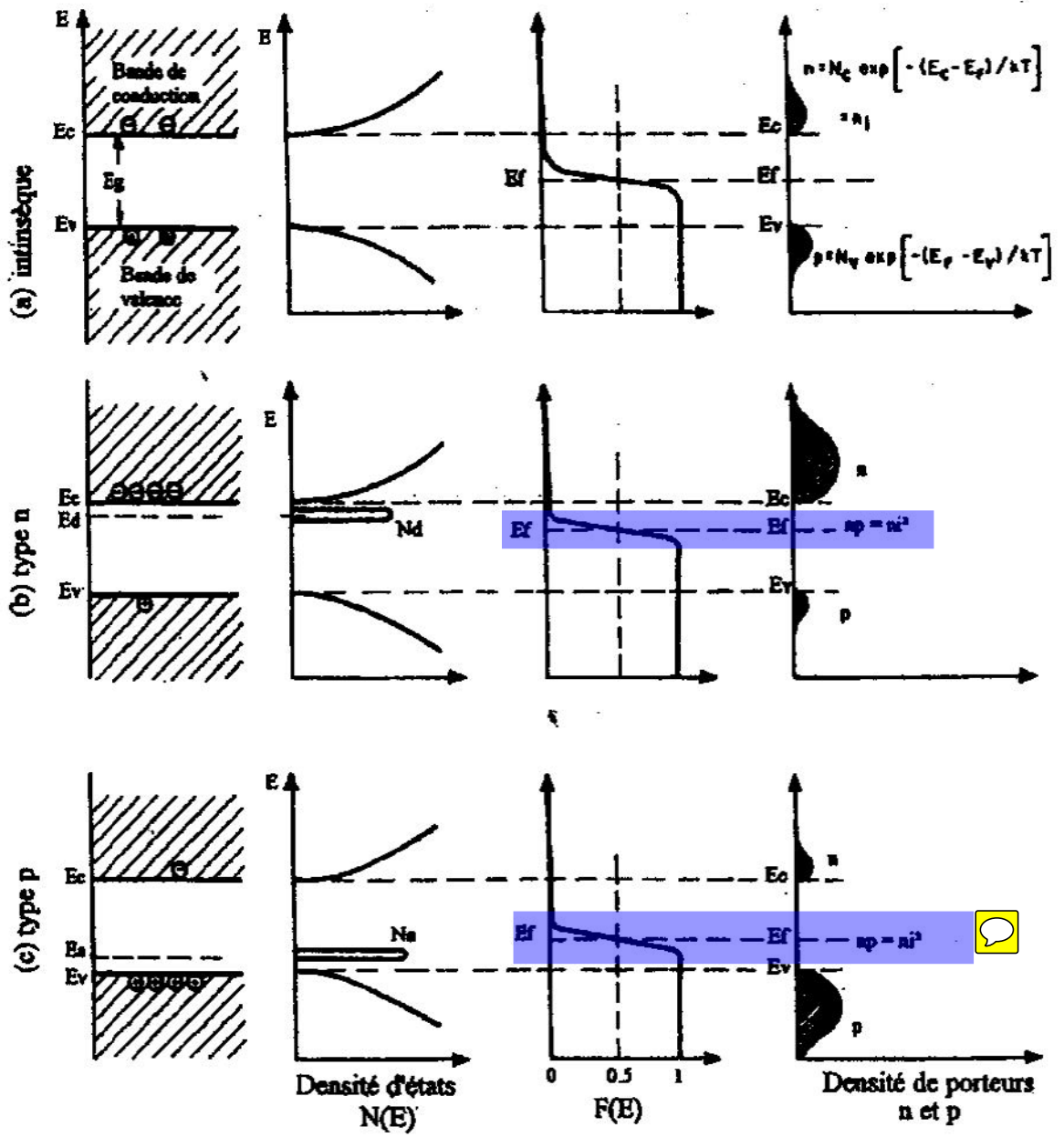
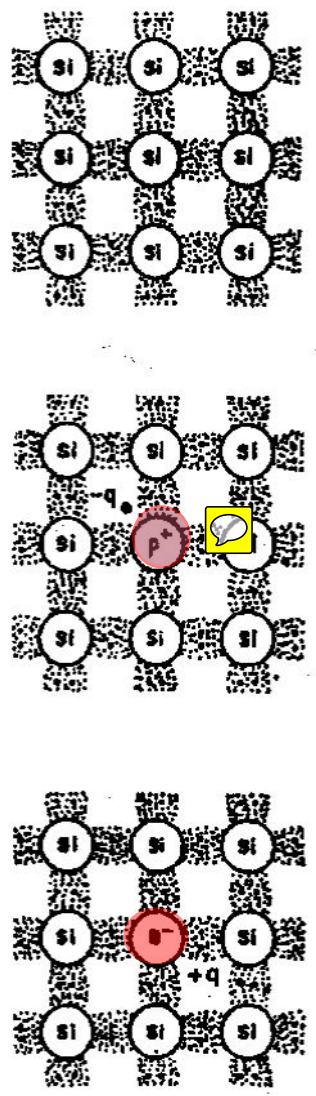
Si N_d (at/cm³) est le nombre d'atomes d'impuretés introduites dans le S.C., le nombre d'e⁻ dans BC est à la température T_i où **tous les donneurs sont ionisés** :

$n = N_d + n_i \approx N_d$, avec $N_d = N_d^+$ et $n_i \ll N_d$; (N_d^+ étant le nombre d'atomes pentavalents ayant perdu leur 5^{ème} électron par l'agitation thermique qui les rend chargés positivement. (Les atomes donneurs étaient électriquement neutres avec leur 5^{ème} e⁻ faiblement lié).
 Par exemple: Un cristal de silicium (Si) de densité atomique $5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ très supérieure à $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ de dopants donneurs, va avoir une densité d'e⁻ libres à T_a ambiante très grande par rapport à la concentration intrinsèque d'e⁻ dans BC ($n_i = 1,6 \cdot 10^{-3}$ calculés précédemment). Le type de S.C. avec un dopage de N_d (cm³) d'atomes pentavalents très grand par rapport à n_i , est désigné comme S.C. de type N (ou S.C. dopé N).

Fig: 33 Les comportements possibles du SiE du point de vue conduction:

a) Etat intrinsèque, b) Etat dopé N et c) Etat dopé P, illustrés par les dia-

grammes de bandes d'énergie correspondants, de l'allure de la densité d'états, de la distribution de la fonction Fermi-Dirac ainsi que des concentrations des porteurs de charges mobiles. (S.M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Wiley New York)



b) Les accepteurs.

Un accepteur est une impureté de substitution aux atomes des cristaux Si et comportant un nombre d'électrons de valence inférieur à celui des atomes de Si. Tel est la situation pour les atomes du groupe III (B, Al, Ga) du tableau périodique des éléments, pour un réseau cristallin des matériaux cristallins du groupe IV. Un atome accepteur trivalent (3e de valence) en remplaçant un atome du cristal Si tétravalent va satisfaire seulement trois atomes sur quatre atomes voisins pour réaliser trois liaisons covalentes du cristal. Il reste donc une liaison non satisfaite par manque d'électron de valence de l'atome dopant. Cette liaison manquante peut être considérée comme un trou de charge positive dont l'énergie est comptée à partir du haut de la bande de valence et qui croît dans le sens opposé à celui des énergies des électrons. A la température ambiante, l'agitation thermique va ioniser l'impureté dopante et le trou peut être comblé par un e- de valence d'une autre liaison en laissant derrière lui une autre liaison non satisfaite qui n'est rien d'autre qu'un autre trou.

Comme on l'a supposé pour les donneurs, on admettra qu'à la température ambiante, tous les accepteurs sont ionisés et par conséquent, on aura :

$$p = N_a^- + n_i = N_a^- = N_a \text{ car } (n_i \ll N_a \approx N_a \text{ à } T \text{ ambiante})$$

La figure 33 permet de montrer de façon pédagogique les trois types (ou formes ou états) sous lesquels on trouve un Si: Type N, Type P et état intrinsèque. Dans cette figure, on montre un réseau plan où des impuretés dopantes ont été substituées aux atomes du cristal Si, les diagrammes de bandes d'énergie correspondants et l'allure de la densité d'états de la fonction de distribution énergétique de Fermi-Dirac et dans laquelle sont donnés les nombres de porteurs mobiles calculés.

Détermination de la concentration des porteurs de charges $n(T)$ et $p(T)$ dans un S.C. extrinsèque.

Même dans le cas d'un S.C. extrinsèque, la bande de conduction est équivalente pour les électrons à un niveau unique E_c offrant N_c places dont l'occupation est régie par la statistique de Maxwell-Boltzmann. La bande de valence est elle aussi réduite, pour le trous, en un seul niveau E_v contenant N_v places possibles, auxquelles s'applique la statistique de Maxwell-Boltzmann.

Pour les niveaux donneurs et accepteurs, il faut déterminer les nombres de places offertes par chaque niveau et la statistique qu'il faut appliquer.

La statistique applicable pour ces niveaux dopants est celle de Fermi-Dirac pour les raisons suivantes:

On a vu que les atomes donneurs et accepteurs peuvent être considérés comme des hydrogénoïdes éloignés les uns des autres pour les S.C. non dégénérés (S.C. ayant la concentration de dopants inférieure à N_c et N_v on aura les atomes dopants éloignés les uns des autres) (Exemple du Si dopé avec $N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ de Phosphore ou $N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ de Bore, on aura 1 at dopant pour environ 10^6 at Si. La distance moyenne entre deux impuretés est environ 10^6 distances interatomiques). Comme on l'a vu, l'atome d'hydrogène isolé est deux fois dégénéré, les dopants (hydrogénoïdes) vont être également deux (2) fois dégénérés et obéissent à la statistique de Fermi-Dirac correspondante au cas deux (2) fois dégénéré. Ainsi donc, la probabilité d'occupation d'un niveau E de l'atome de l'hydrogénoïde (ou de l'hydrogène) isolé est donnée par:

$$f(E) = \frac{1}{g(i) + \exp \frac{E - E_F}{kT}}$$

où $g(i)$ est la facteur de dégénérescence dans le cas de l'hydrogène isolé $g(i)$ est égal à 2.

Séparément pour un S.C. non dégénéré dopé N , avec $N_d (\text{cm}^{-3})$ de donneurs (P), suffisamment éloignés, il existe $2N_d$ places offertes aux électrons dans E_d . La probabilité pour qu'un atome donneur soit occupé par un électron est:

$$f_{f_c}(E_d) = \left[2N_d \times \frac{1}{2 + \exp \frac{E_d - E_F}{kT}} \right] \times \frac{1}{N_d}$$

$$f_{f_c}(E_d) = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \exp \frac{E_d - E_F}{kT}}$$

La probabilité pour un état de E_d d'être vide d'électrons (ou occupé par un trou) est :

$$f_{f_c}(E_d) = 1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \exp \frac{E_d - E_F}{kT}} \Rightarrow f_{f_c}(E_d) = \frac{1}{1 + 2 \exp \frac{E_F - E_d}{kT}}$$

Le même raisonnement pour les trous conduit à affecter $2N_a$ places sur le niveau accepteur E_a ; la probabilité pour qu'un atome accepteur soit occupé par un trou est :

$$\text{est: } f_{f_c}(E_a) = \left[2N_a \times \frac{1}{2 + \exp \frac{E_a - E_F}{kT}} \right] \times \frac{1}{N_a}$$

$$f_{f_c}(E_a) = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \exp \frac{E_a - E_F}{kT}}$$

La probabilité pour qu'un atome accepteur soit occupé par un trou (accepteur vide d'électron), est :

$$f_{f_c}(E_a) = 1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \exp \frac{E_a - E_F}{kT}} \text{ d'où}$$

$$f_{f_c}(E_a) = \frac{1}{1 + 2 \exp \frac{E_F - E_a}{kT}}$$

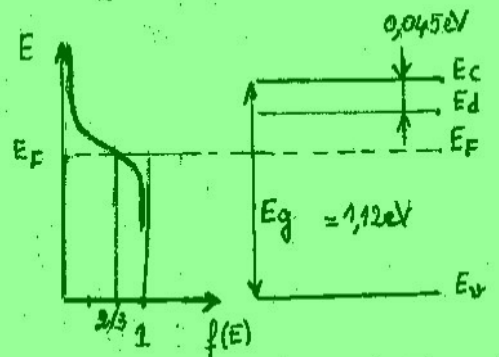


Fig: 34. Statistique de Fermi-Dirac appliquée au Niveau donneur E_d d'un S.C. (N). (Si dopé avec du Phosphore (P)).

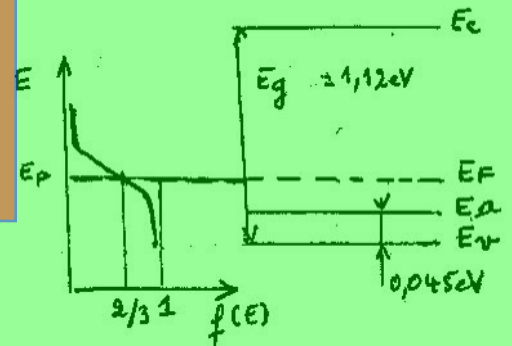


Fig: 35 Statistique de Fermi-Dirac appliquée au niveau accepteur E_a d'un S.C. (P). (Si dopé avec du bore (B)).

Considérons dans ce qui suit un semiconducteur possédant simultanément N_d (cm^{-3}) atomes donneurs et N_a (cm^{-3}) accepteurs, comme dans les cas le plus courants et faisons le bilan de charges dans les niveaux E_c , E_v , E_d et E_a à la température $T_0 = 0^\circ\text{K}$ et à une température $T > 0^\circ\text{K}$. Ceci va nous permettre de connaître comment se fait l'ionisation des dopants quand T augmente.

a) $T = 0^\circ\text{K}$: En tant que S.C. possédant N_a atomes accepteurs, il est équivalent à un S.C. intrinsèque (bande de valence pleine et bande de conduction vide) plus N_a trous supplémentaires dans le niveau E_a .