

Chapitre I : DEFINITION DES SEMI-CONDUCTEURS, DEFINITION PAR RAPPORT A LA CONDUCTIVITE

SC À L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

I.7. Semi-conducteur intrinsèque

Définition: Un semiconducteur est dit intrinsèque s'il ne comporte aucune impureté (semiconducteur pur) dans ce cas sa conductivité est uniquement fonction de la température.

En pratique, il est impossible de trouver des semiconducteurs absolument purs, dans ce cas nous considérerons comme semiconducteur intrinsèque tout semiconducteurs dont des défauts et les impuretés résiduelles n'ont aucune influence sur ses propriétés électriques.

La bande de conduction d'un semiconducteur intrinsèque est vide au zéro absolu, ce qui veut dire que tous les électrons sont liés aux atomes du réseau. Les électrons de valence qui assurent la liaison cristalline (dans la plupart des semiconducteurs cette liaison est principalement covalente). Ce type d'électrons appartient à la bande de valence.

I.7.1. Processus de génération de paires. électrons-trous

Sous l'effet de l'agitation thermique (ionisation thermique ou activation thermique) les électrons du haut de la bande de valence vont acquérir assez d'énergie pour franchir le gap d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction ($E_g = E_c - E_v$), ils vont ainsi peupler le bas de la bande de conduction.

Or, en quittant leur bande les électrons vont laisser des niveaux d'énergie vide dans la bande de valence, ces vides sont appelés trous et sont traité comme des quasi particules de charge $+e$. Au niveau des atomes ces trous peuvent participer à la conduction par saut successifs des électrons d'un atome à un autre afin de combler ce vide (trous). Tout ce passe comme si la vacation se déplace dans le sens opposé au déplacement des électrons.

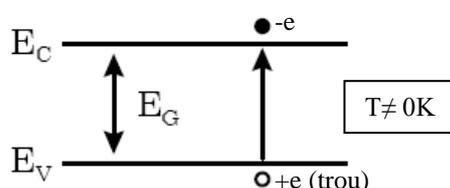


Figure 15 : Ionisation thermique - génération des paires électron-trou

Ce processus est appelé processus de génération des paires électron-trou sous l'effet de l'agitation thermique (Fig. 15).

I.7.2. Processus de recombinaison.

En parallèle au processus de génération de paire, existe un autre processus qui tend à ramener des électrons quasi-libres (de la bande de conduction) dans les vacances existantes dans les couches périphériques des atomes du réseau (trous dans la bande de valence). Ce processus est appelé recombinaison des paires électron-trou (Fig.16). Il y a donc disparition d'une paire électron - trou.

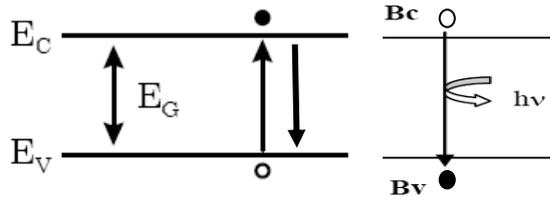


Figure 16 : recombinaison de paires électron-trou

En effet, ce processus permet de repeupler les couches externes des atomes responsables des liaisons interatomiques du solide et sans lui le solide cristallin finira par se liquéfier après un certain temps même pour des températures relativement modérées.

La vitesse de génération /recombinaison de paires est défini par le nombre de paires générées /recombinées par unité de temps.

L'équilibre thermodynamique est atteint quand la vitesse de génération des paires électron-trou est égale à la vitesse de recombinaison.

1.7.3 . Evaluation des densités de porteurs n_i et p_i

Densité totale d'électrons dans la bande de conduction (nombre d'électrons de conduction par unité de volume du semiconducteur).

$$n = \int_{E_c}^{E_{\max}} D_c(E) \cdot f_e(E) \cdot dE$$

Densité totale de trous dans la bande de valence (nombre de trous par unité de volume du semiconducteur).

$$p = \int_{E_{\min}}^{E_v} D_v(E) \cdot f_p(E) \cdot dE$$

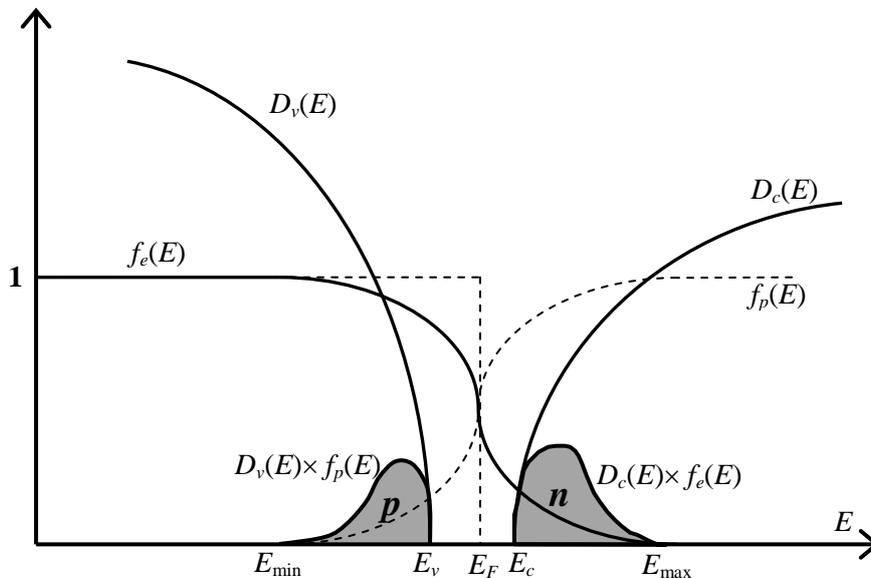


Figure 17 : Densités d'électrons et de trous.

Semi-conducteur non dégénéré.

Le semiconducteur est dit non dégénéré si le niveau de Fermi se trouve au milieu de la bande interdite, ce qui est le cas dans la majorité des semiconducteurs, de telle manière que :

Chapitre 1 : Définition des semi-conducteurs, définition par rapport à la conductivité

Dans la bande de conduction : $E - E_F \geq E_c - E_F > k_B T \Rightarrow e^{\frac{E - E_F}{k_B T}} \gg 1$ et $f_e(E) \approx e^{-\frac{E - E_F}{k_B T}}$

Dans la bande de valence : $E_F - E \geq E_F - E_v > k_B T \Rightarrow e^{\frac{E - E_F}{k_B T}} \gg 1$ et $f_p(E) \approx e^{\frac{E - E_F}{k_B T}}$

C'est-à-dire que la distribution de Fermi-Dirac est quasiment égale à la distribution de Boltzmann.

Dans ce cas la densité de porteurs de charges dans la bande de conduction est donnée par :

$$n = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_c}^{E_{\max}} (E - E_c)^{1/2} \cdot e^{-\frac{E - E_F}{k_B T}} \cdot dE$$

Où m_c est la masse effective de densité d'état

Cette intégrale est égale à l'aire sous la courbe $D_c(E)f_e(E)$ qui est représentée dans la [figure 17](#).

On remarque que la même intégrale (aire sous la courbe) de E_{\max} à $+\infty$ est négligeable, on peut donc l'ajouter à l'intégrale précédente ce qui donne

$$n = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_c}^{+\infty} (E - E_c)^{1/2} \cdot e^{-\frac{E - E_F}{k_B T}} \cdot dE$$

En posant $x = \frac{E - E_c}{k_B T}$ on obtient

$$n = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\pi \cdot m_c k_B T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}} \int_0^{+\infty} x^{1/2} \cdot e^{-x} \cdot dx$$

Or

$$\int_0^{+\infty} x^{1/2} \cdot e^{-x} \cdot dx = \sqrt{\pi} / 2$$

D'où

$$n = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}}$$

Avec

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi \cdot m_c k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$$

Est appelée **densité d'états effective** (ou densité d'états équivalente) dans la bande de conduction. La densité d'états effective peut être aussi donnée numériquement

$$N_c = 2,5 \cdot 10^{19} \cdot \left(\frac{m_c}{m_0} \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \text{ cm}^{-3}$$

La densité de porteurs de charges dans la bande de valence est donnée par :

$$p = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_{\min}}^{E_v} (E_v - E)^{1/2} \cdot e^{\frac{E_F - E}{k_B T}} \cdot dE$$

Chapitre 1 : Définition des semi-conducteurs, définition par rapport à la conductivité

Où m_v est la masse effective de densité d'état dans la bande de valence

Cette intégrale est égale à l'aire sous la courbe $D_v(E)f_p(E)$ qui est représentée dans la [figure 17](#).

On remarque que la même intégrale (aire sous la courbe) de $-\infty$ à E_{\min} est négligeable, on peut donc l'ajouter à l'intégrale précédente ce qui donne

$$p = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{E_v} (E_v - E)^{1/2} \cdot e^{-\frac{E_F - E}{k_B T}} \cdot dE$$

En posant $x = \frac{E_v - E}{k_B T}$ on obtient

$$p = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\pi \cdot m_v \cdot k_B T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_F - E_v}{k_B T}} \int_0^{+\infty} x^{1/2} \cdot e^{-x} \cdot dx$$

D'où

$$p = N_v \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{k_B T}}$$

Avec

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi \cdot m_v \cdot k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$$

Est appelée **densité d'états effective** (ou densité d'états équivalente) dans la bande de valence.

La densité d'états effective peut être aussi donnée numériquement

$$N_v = 2,5 \cdot 10^{19} \cdot \left(\frac{m_v}{m_0} \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \text{ cm}^{-3}$$

Le tableau suivant donne les valeurs des densités effectives dans les deux bandes pour différents semiconducteurs à $T = 300 \text{ K}$.

Semiconducteur	m_c/m_0	m_v/m_0	$N_c (10^{19} \text{ cm}^{-3})$	$N_v (10^{19} \text{ cm}^{-3})$
Si	1,06	0,59	2,7	1,1
Ge	0,55	0,36	1	0,5
GaP	0,78	0,83	1,72	1,9
GaAs	0,067	0,64	0,04	1,3
InP	0,073	0,87	0,05	2

a) Densité de porteurs intrinsèque - loi d'action de masse

Dans un semiconducteur intrinsèque le nombre d'électrons dans la bande de conduction est égal au nombre de trous dans la bande de valence les deux densités sont appelées densités de porteurs intrinsèques.

$$n_i = p_i \quad \Rightarrow \quad n_i \cdot p_i = n_i^2$$

D'où

$$n_i^2 = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}} \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{k_B T}} \quad \Rightarrow \quad n_i = p_i = \sqrt{N_c \cdot N_v} \cdot e^{-\frac{E_g}{2k_B T}}$$

Chapitre 1 : Définition des semi-conducteurs, définition par rapport à la conductivité

La densité intrinsèque est une fonction du gap $E_g = E_c - E_v$ et de la température (à travers l'exponentielle et à travers N_c et N_v).

Le tableau suivant donne les densités intrinsèques pour différents semiconducteurs.

	Si	Ge	GaAs	InP
n_i (cm ⁻³)	10 ¹⁰	2,33.10 ¹³	1,3.10 ⁶	3.10 ⁷

Remarque :

En fait, le gap d'un semiconducteur est aussi dépendant de la température et de la pression même si cette variation est très légère.

La variation de E_g en fonction de la température obéit à la loi empirique

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}$$

Tel que α et β sont des constantes calculées pour chaque matériau (tableau ci-dessous).

Semiconducteur	α (eV/K)	β (K)
Si	4,56.10 ⁻⁴	210
Ge	7,02.10 ⁻⁴	1108
GaAs	5,80.10 ⁻⁴	300

b) Position du niveau de fermi

Le niveau de Fermi dans un semiconducteur intrinsèque est donné par l'égalité

$$n_i = p_i \quad \Rightarrow \quad N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}} = N_v \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{k_B T}}$$

En prenant le logarithme népérien de cette équation, on trouve

$$E_{Fi} = E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{1}{2} k_B T \ln \left(\frac{N_v}{N_c} \right)$$

Ou

$$E_{Fi} = E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} k_B T \ln \left(\frac{m_v}{m_c} \right)$$

Le rapport des masses effectives étant proche de 1 le niveau de Fermi dans un semiconducteur intrinsèque est donc au voisinage du milieu de la bande interdite.

1.8. Semi-conducteur extrinsèque

Un semiconducteur extrinsèque est un semiconducteur qui contient des impuretés qui peuvent influencer sur ses propriétés électroniques. Ces impuretés peuvent être voulues pour changer les propriétés du semiconducteur, on parle alors de **dopage**, on peut favoriser – par le dopage – un type

Chapitre 1 : Définition des semi-conducteurs, définition par rapport à la conductivité

de porteur sur un autre, on obtient alors des semiconducteurs où la conductivité se fait principalement par des électrons ou bien un autre type de semiconducteurs où la conductivité est due aux trous. La combinaison de ces différents types de semiconducteurs donne des composants ayant des propriétés très importantes en électronique.

a) Semiconducteur type N

Un semiconducteur dont la conductivité est assurée en grande partie par des électrons est dit semiconducteur type N.

Pour obtenir ce type de semiconducteurs à partir des semiconducteurs de la colonne IV comme de Silicium ou le Germanium, qui possèdent quatre électrons de valence, on y introduit des atomes possédants cinq électrons de valence comme le Phosphore (P), l'Arsenic (As), l'Antimoine (Sb) ou le Bismuth (Bi). La concentration caractéristique des impuretés N_d est de l'ordre de 10^{16} atomes/cm³ (un atome d'impureté pour environ 10^6 atomes de semiconducteur) et les techniques de dopage utilisées sont en générale l'implantation ou la diffusion thermique.

Aspect atomique et énergétique:

Un atome d'impureté introduit dans un semiconducteur va se placer dans un site vacant de préférence (impureté de substitution). Pour cela, on utilise des impuretés présentant des rayons atomiques similaires au rayon atomique des atomes du semiconducteur.

Quand l'électron est libéré il peut participer à la conduction laissant un ion fixe (As^+ par exemple) qui lui ne peut pas participer à la conduction. On a donc un électron de conduction en plus, mais la charge globale du semiconducteur reste neutre (Fig. 18).

Du point de vu énergétique, l'électron libéré passe dans la bande de conduction, or, la différence d'énergie entre son état initial et son état final est $\Delta E \ll E_g$. Donc l'électron était dans un état inférieur à E_c se trouvant dans la bande interdite, ce niveau d'énergie est appelé niveau donneur E_d et

$$E_c - E_d = \Delta E$$

Tous les électrons qui ne participent pas à la liaison covalente appartiennent à ce niveau. Comme on a N_d atomes donneurs, le nombre total des électrons pouvant occuper cet état est N_d (un électron par niveau atomique). Mais puisque ΔE est petit à cause de l'agitation thermique beaucoup d'électrons vont quitter cet état pour passer vers la bande de conduction (**ΔE dans la plupart des semiconducteurs elle est de l'ordre de 0,01 à 0,04 eV**). En fait à température ambiante quasiment tous les atomes donneurs perdent leurs électrons et deviennent ionisés.

Dans la bande de conduction nous allons trouver des électrons en provenance des niveaux donneurs et des électrons en provenance de la bande de valence (génération de paires intrinsèque) (Figure 1.b.). Comme N_d est de l'ordre de 10^{16} atomes/cm³ et que n_i est de l'ordre de 10^6 à 10^{13} alors $N_d \gg n_i$ et le nombre d'électrons dans un semiconducteur extrinsèque de type N est très supérieur au nombre de trous

$$n_N \gg p_N$$

Dans ce cas les électrons sont appelés porteurs de charges majoritaires, et les trous sont appelés porteurs de charges minoritaires.

Remarque :

Les atomes donneurs induisent un niveau d'énergie donneur E_d et non une bande d'énergie. Ceci est dû à la concentration faible des impuretés (1 atome d'impureté pour 10^6 atomes de semiconducteur) donc ils sont très éloignés les uns des autres et leurs niveaux d'énergie ne peuvent pas se coupler pour donner des bandes d'énergie.

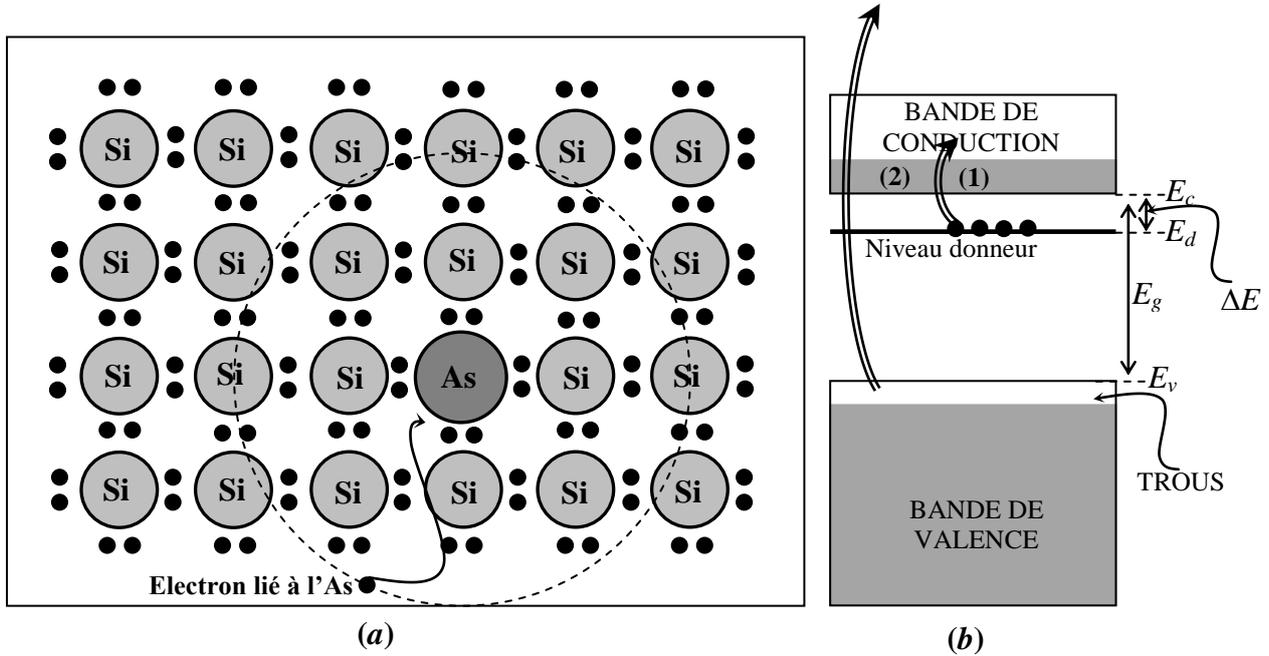


Figure 18: (a) Impureté d'As en substitution dans un semi-conducteur de Si.
 (b) niveau donneur E_d . (1) électron de conduction provenant du niveau donneur.
 (2) électron de conduction provenant de la BV (intrinsèque).

b) Semiconducteur type P

Un semiconducteur dont la conductivité est assurée en grande partie par des trous est dit semiconducteur type P.

Pour obtenir ce type de semiconducteurs à partir des semiconducteurs de la colonne IV comme de Silicium ou le Germanium, on y introduit des atomes possédants trois électrons de valence comme le Bore (B), l'Aluminium (Al), le Gallium (Ga) ou l'Indium (In). La concentration caractéristique des impuretés N_a est de l'ordre de 10^{16} atomes/cm³.

Aspect atomique et Energétique

Dans cet état l'atome d'impureté va partager trois électrons avec les quatre atomes de semiconducteur voisins pour assurer la liaison covalente. Or, il lui manque un électron pour compléter ses liaisons avec ses plus proches voisins. D'où il va accaparer un électron appartenant à des atomes de semiconducteur proches et crée ainsi un trou. Pour bien définir les grandeurs énergétiques d'un semiconducteur P il est préférable de raisonner en terme de trou.

Quand le trou est libéré il peut participer à la conduction laissant un ion fixe (B^- par exemple) qui lui ne peut pas participer à la conduction. On a donc un trou en plus, mais la charge globale du semiconducteur reste neutre.

Du point de vu énergétique, le trou libéré passe dans la bande de valence, or, la différence d'énergie entre son état initial et son état final est $\Delta E \ll E_g$. Donc le trou était dans un état supérieur à E_v se trouvant dans la bande interdite, ce niveau d'énergie est appelé niveau accepteur E_a et

$$E_a - E_v = \Delta E$$

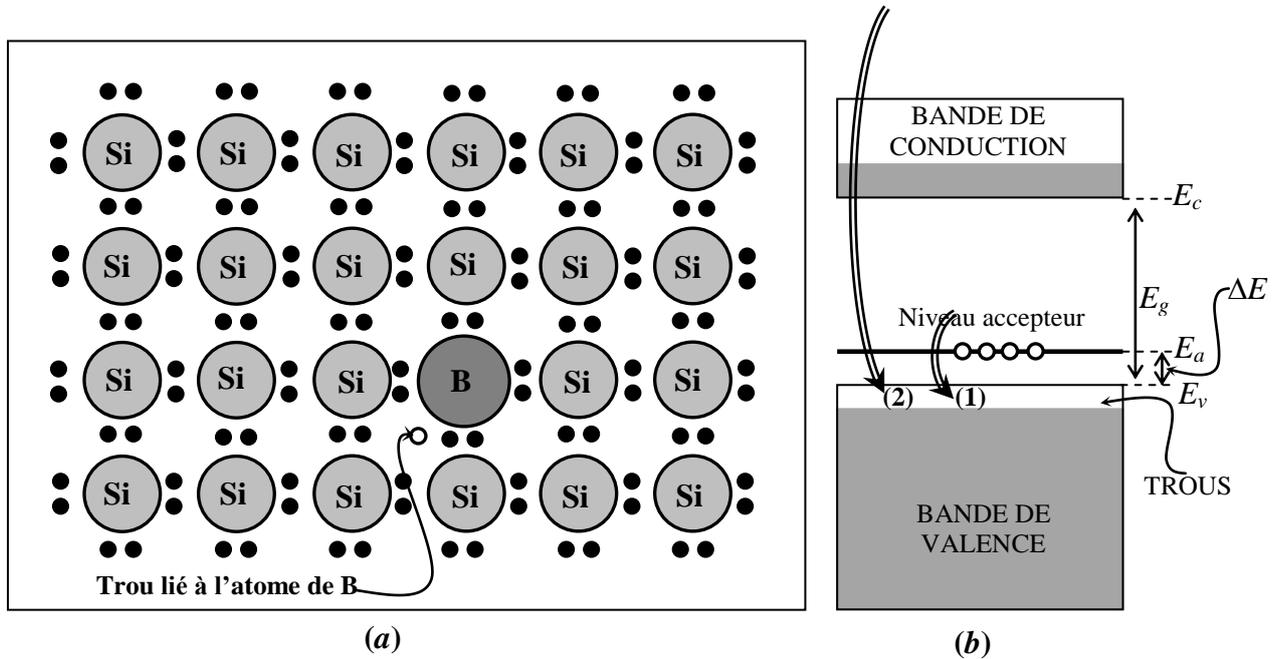


Figure 19: (a) Impureté de B en substitution dans un semi-conducteur de Si.
 (b) niveau accepteur E_a . (1) trou provenant du niveau accepteur.
 (2) trou créée par l'excitation d'un électron vers la BC (intrinsèque).

Comme on a N_a atomes accepteurs, le nombre total des trous pouvant occuper cet état est N_a (un trou par niveau atomique). Mais puisque ΔE est petit à cause de l'agitation thermique beaucoup de trous vont quitter cet état pour passer vers la bande de valence (ΔE dans la plupart des semiconducteurs elle est de l'ordre de 0,01 à 0,1 eV). En fait à température ambiante quasiment tous les atomes accepteurs perdent leurs trous et deviennent ionisés.

Dans la bande de valence nous allons trouver des trous en provenance des niveaux accepteurs et des trous dus à l'excitation des électrons vers la bande de conduction (génération de paires intrinsèque) (Fig. 19). Comme N_a est de l'ordre de 10^{16} atomes/cm³ et que n_i est de l'ordre de 10^6 à 10^{13} alors $N_a \gg n_i$ et le nombre de trous dans un semiconducteur extrinsèque de type P est très supérieur au nombre d'électrons

$$p_p \gg n_p$$

Dans ce cas les trous sont appelés porteurs de charges majoritaires, et les électrons sont appelés porteurs de charges minoritaires.

Remarque :

Les atomes accepteurs induisent un niveau d'énergie accepteur E_a et non une bande d'énergie. Ceci est dû à la concentration faible des impuretés (1 atome d'impureté pour 10^6 atomes de semiconducteur) donc ils sont très éloignés les uns des autres et leurs niveaux d'énergie ne peuvent pas se coupler pour donner des bandes d'énergie.

c) Semiconducteur pseudo-intrinsèque (semiconducteur compensé).

Il est rare de trouver un semiconducteur ne contenant aucune impureté, pour obtenir un semiconducteur intrinsèque, en général, on a tendance à compenser le surplus d'un type de porteur de charge par l'autre de façon à obtenir une concentration égale de porteurs

$$N_a = N_d$$

Chapitre 1 : Définition des semi-conducteurs, définition par rapport à la conductivité

Dans ce cas de figure, le semiconducteur est dit pseudo-intrinsèque ou semiconducteur compensé.

Evaluation des concentrations de porteurs et du niveau de fermi dans un semiconducteur extrinsèque

Dans un semiconducteur extrinsèque mais qui reste toujours non dégénéré les expressions calculées précédemment pour les densités de porteurs de charges **ne changent pas**

$$\boxed{n = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}}} \quad \text{avec} \quad N_c = 2 \left(\frac{2\pi \cdot m_c \cdot k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$$

$$\boxed{p = N_v \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{k_B T}}} \quad \text{avec} \quad N_v = 2 \left(\frac{2\pi \cdot m_v \cdot k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$$

Or les densités de porteurs dans un semiconducteur extrinsèque ne sont pas égales, comme la structure de bande d'un semiconducteur ne change pas lors du dopage c'est le niveau de fermi qui change faisant que les électrons (ou les trous) soient des porteurs de charges majoritaires ou minoritaires.

Dans un semiconducteur type N le niveau de Fermi sera plus proche de E_c et $n_N \gg p_N$.

Dans un semiconducteur type P le niveau de Fermi sera plus proche de E_v et $p_P \gg n_P$.

Mais dans tous les cas :

$$\boxed{n \cdot p = n_i^2 = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\frac{E_g}{k_B T}}}$$

1.9. Équation de neutralité.

Considérons un semiconducteur extrinsèque ayant une densité d'atomes donneurs N_d et une densité d'atomes accepteurs N_a . A une température donnée les nombres (par unité de volume) de donneurs et d'accepteurs ionisés sont notés respectivement N_d^+ et N_a^- .

En plus des électrons et des trous injectés dans les bandes de conduction et de valence par les donneurs et les accepteurs, il existe des paires électron-trou qui passent directement de la bande de valence à la bande de conduction sous l'effet de l'agitation thermique (génération de paires intrinsèque), voir [figure 20](#).

L'équation de neutralité exprime le fait que le semiconducteur reste globalement neutre.

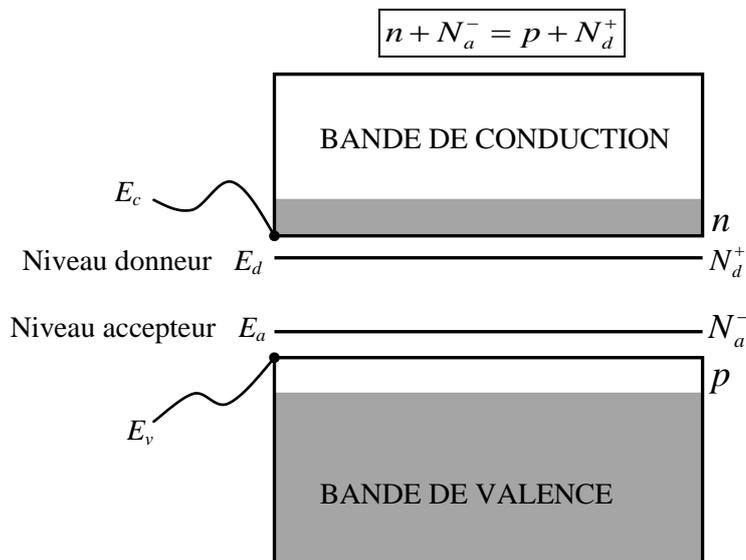


Figure 20: Répartition des charges dans un semi-conducteur – neutralité.

I.10. Températures intermédiaires. régime d'épuisement.

Ces températures varient d'un semiconducteur à un autre. On peut les situer globalement entre 100 K et 400 K, mais nous les définirons plus exactement dans le paragraphe suivant. Dans ce domaine de températures tous les atomes donneurs (ou accepteurs) sont ionisés.

a) Semiconducteur type N.

Puisque tous les donneurs sont ionisés, et qu'il n'existe pas d'accepteurs l'équation de neutralité s'écrit

$$n = p + N_d$$

En multipliant par n on obtient l'équation du second ordre. $n^2 - n.N_d - n_i^2 = 0$

Dont la solution (positive) est

$$n = \frac{N_d + \sqrt{N_d^2 + 4n_i^2}}{2}$$

Mais comme la densité intrinsèque est négligeable devant la densité des donneurs $N_d \gg n_i$ alors

$$\boxed{n_N \approx N_d} \quad \text{et} \quad \boxed{p_N = \frac{n_i^2}{n_N} \approx \frac{n_i^2}{N_d}}$$

Le niveau de Fermi est donné par l'égalité

$$n_N = N_d = N_c \cdot e^{\frac{E_c - E_F}{k_B T}} \Rightarrow \boxed{E_{FN} = E_c - k_B T \ln\left(\frac{N_c}{N_d}\right)}$$

b) Semiconducteur type P.

Puisque tous les accepteurs sont ionisés, et qu'il n'existe pas de donneurs l'équation de neutralité s'écrit

$$n + N_a = p$$

En multipliant par p on obtient l'équation du second ordre. $p^2 - p.N_a - n_i^2 = 0$

Dont la solution (positive) est

$$p = \frac{N_a + \sqrt{N_a^2 + 4n_i^2}}{2}$$

Mais comme la densité intrinsèque est négligeable devant la densité des accepteurs $N_a \gg n_i$ alors

$$\boxed{p_P \approx N_a} \quad \text{et} \quad \boxed{n_P = \frac{n_i^2}{p_P} \approx \frac{n_i^2}{N_a}}$$

Le niveau de Fermi est donné par l'égalité

$$p_P = N_a = N_v \cdot e^{\frac{E_F - E_v}{k_B T}} \Rightarrow \boxed{E_{FP} = E_v + k_B T \ln\left(\frac{N_v}{N_a}\right)}$$

Remarque 1.

Les densités précédentes ont été établies dans le cas d'un semiconducteur non dégénéré. Cependant, nous remarquons que quand N_d est égale à N_c dans le semiconducteur N (respectivement : N_a est égale à N_v dans le semiconducteur N) alors E_{FN} devient égal à E_c (respectivement : E_{FP} devient égal à E_v) et le semiconducteur devient dégénéré. En toute rigueur, les

Chapitre 1 : Définition des semi-conducteurs, définition par rapport à la conductivité

équations établies plus haut ne peuvent être utilisées dans ce cas et elles ne peuvent que donner un ordre de grandeur de la concentration de donneurs (ou d'accepteurs) qui implique une dégénérescence du semiconducteur.

Remarque 2.

Il se peut qu'un semiconducteur de type N possède des atomes accepteurs en plus des atomes donneurs tel que $N_d > N_a$. Dans ce cas l'équation de neutralité devient

$$n = p + (N_d - N_a)$$

Et nous remplaçons N_d par $(N_d - N_a)$, c'est-à-dire :

$$\boxed{n_N \approx N_d - N_a} ; \quad \boxed{p_N = \frac{n_i^2}{n_N} \approx \frac{n_i^2}{N_d - N_a}} ; \quad \boxed{E_{FN} = E_c - k_B T \ln\left(\frac{N_c}{N_d - N_a}\right)}$$

Il se peut qu'un semiconducteur de type P possède des atomes donneurs en plus des atomes accepteurs tel que $N_a > N_d$. Dans ce cas l'équation de neutralité devient

$$n + (N_a - N_d) = p$$

Et nous remplaçons N_a par $(N_a - N_d)$, c'est-à-dire :

$$\boxed{p_P \approx N_a - N_d} ; \quad \boxed{n_P = \frac{n_i^2}{p_P} \approx \frac{n_i^2}{N_a - N_d}} ; \quad \boxed{E_{FP} = E_v + k_B T \ln\left(\frac{N_v}{N_a - N_d}\right)}$$

I.11. Basses températures. régime de gel.

Dans ce domaine de températures – en général $T < 100$ K – tous les donneurs (ou tous les accepteurs) ne sont pas ionisés.

a) Semiconducteur type N.

Calculons d'abord la concentration de donneurs ionisés. La probabilité pour qu'un électron occupe un état donneur d'énergie E_d est donnée par la distribution de Fermi-Dirac

$$f_{FD}(E_d) = \frac{1}{(1/2)e^{\frac{E_d - E_F}{k_B T}} + 1}$$

Le facteur $1/2$ qui apparaît dans la fonction de distribution vient du fait que l'état E_d peut être occupé par un électron de spin up ou un électron de spin down.

La probabilité pour que l'atome donneur soit ionisé est égale à la probabilité que l'électron n'occupe pas l'état E_d (il doit quitter l'atome donneur pour aller dans la bande de conduction)

$$P_{ionisé} = 1 - f_{FD}(E_d) = \frac{1}{2e^{\frac{E_d - E_F}{k_B T}} + 1}$$

Et la concentration des atomes donneurs ionisés est égale à

$$N_d^+ = \frac{N_d}{2e^{\frac{E_d - E_F}{k_B T}} + 1}$$

Dans ce cas l'équation de neutralité s'écrit $n = p + N_d^+$

Mais comme la concentration d'atomes donneurs ionisés est toujours très grande devant la densité intrinsèque de porteur de charge alors

$$n \approx N_d^+ \quad \text{et} \quad p \approx \frac{n_i^2}{N_d^+}$$

Définissons maintenant, de façon plus précise, le domaine de température où les donneurs sont ionisés, pour cela calculons où se trouve le niveau de fermi dans le semiconducteur de type N.

$$n \approx N_d^+ \quad \Rightarrow \quad N_c \cdot e^{\frac{E_c - E_F}{k_B T}} = \frac{N_d}{2 \cdot e^{\frac{E_d - E_F}{k_B T}} + 1}$$

En posant $x = e^{\frac{E_d - E_F}{k_B T}}$ on trouve l'équation du second ordre $x^2 + \frac{1}{2}x - \frac{1}{2} \frac{N_d}{N_c} e^{\frac{E_c - E_d}{k_B T}} = 0$

Dont la solution (positive) est $x = e^{\frac{E_d - E_F}{k_B T}} = \frac{1}{4} \left[-1 + \left(1 + 8 \frac{N_d}{N_c} e^{\frac{E_c - E_d}{k_B T}} \right)^{1/2} \right]$

Donc $E_F = E_d + k_B T \cdot \ln \left\{ \frac{1}{4} \left[-1 + \left(1 + 8 \frac{N_d}{N_c} e^{\frac{E_c - E_d}{k_B T}} \right)^{1/2} \right] \right\}$

De la solution précédente, on peut distinguer deux domaines de températures

$E_c - E_d < k_B T \ll E_g$

Dans ce cas le terme en exponentielle est très petit devant 1 et on peut faire l'approximation

$(1 + \varepsilon)^{1/2} \approx 1 + 1/2 \varepsilon \quad \Rightarrow \quad E_{FN} = E_c - k_B T \ln \left(\frac{N_c}{N_d} \right)$

Et en remplaçant cette valeur de E_{FN} dans n on trouve. $n_N \approx N_d$ et $p_N = \frac{n_i^2}{n_N} \approx \frac{n_i^2}{N_d}$.

Ce qui nous ramène au domaine de températures intermédiaires.

$k_B T \ll E_c - E_d$ Domaine des basses températures

Dans ce cas le terme en exponentielle est très grand devant 1 et on peut négliger le 1 dans la racine et le -1 après la racine, ce qui donne

$$E_{FN} \approx \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{1}{2} k_B T \ln \left(\frac{N_d}{2N_c} \right)$$

Et en remplaçant cette valeur de E_{FN} dans n on trouve.

$$n_N \approx N_d^+ = \sqrt{\frac{1}{2} N_c N_d} e^{\frac{E_c - E_d}{2 \cdot k_B T}} \quad \text{et} \quad p_N = \frac{n_i^2}{n_N} \approx \frac{n_i^2}{N_d^+}$$

A basses températures le niveau de Fermi du semiconducteur N se trouve entre le niveau donneur E_d et E_c .

Si nous comparons cette expression par rapport à un semiconducteur intrinsèque, tout se résume à remplacer N_v par $N_d/2$ et le gap E_g par $E_c - E_d$ dans l'expression de n .

b) Semiconducteur type P.

Calculons la concentration d'atomes accepteurs ionisés. Dans ce cas, il est plus commode de penser en termes de trous dont la fonction de distribution nous est connue. La probabilité pour qu'un trou occupe un état accepteur d'énergie E_a est donnée par la distribution de trou

$$f_p(E_a) = \frac{1}{(1/4)e^{\frac{E_a - E_F}{k_B T}} + 1}$$

Le facteur $1/4$ qui apparaît la fonction de distribution vient du fait que l'état E_a peut être occupé par un trou lourd ou léger de spin up ou de spin down (voir complément A_{III} de ce chapitre)

La probabilité pour que l'atome accepteur soit ionisé est égale à la probabilité que le trou n'occupe pas l'état E_a (le trou doit être comblé par un électron de la bande de valence).

$$P_{\text{ionisé}} = 1 - f_p(E_a) = \frac{1}{4e^{\frac{E_a - E_F}{k_B T}} + 1}$$

Et la concentration des atomes accepteurs ionisés est égale à

$$N_a^- = \frac{N_a}{4e^{\frac{E_a - E_F}{k_B T}} + 1}$$

Dans ce cas l'équation de neutralité s'écrit $n + N_a^- = p$

Mais comme la concentration d'atomes donneurs ionisés est toujours très grande devant la densité intrinsèque de porteur de charge alors

$$p \approx N_a^- \quad \text{et} \quad n \approx \frac{n_i^2}{N_a^-}$$

Comme dans le cas précédent, définissons, de façon plus précise, le domaine de température où les accepteurs sont ionisés, pour cela calculons où se trouve le niveau de Fermi dans le semiconducteur de type P.

$$p \approx N_a^- \quad \Rightarrow \quad N_v \cdot e^{\frac{E_F - E_v}{k_B T}} = \frac{N_a}{4e^{\frac{E_a - E_F}{k_B T}} + 1}$$

En posant $x = e^{\frac{E_F - E_a}{k_B T}}$ on trouve l'équation du second ordre $x^2 + \frac{1}{4}x - \frac{1}{4} \frac{N_a}{N_v} e^{\frac{E_a - E_v}{k_B T}} = 0$

Dont la solution (positive) est $x = e^{\frac{E_F - E_a}{k_B T}} = \frac{1}{8} \left[-1 + \left(1 + 16 \frac{N_a}{N_v} e^{\frac{E_a - E_v}{k_B T}} \right)^{1/2} \right]$

Donc $E_F = E_a - k_B T \cdot \ln \left\{ \frac{1}{8} \left[-1 + \left(1 + 16 \frac{N_a}{N_v} e^{\frac{E_a - E_v}{k_B T}} \right)^{1/2} \right] \right\}$

De la solution précédente, on peut distinguer, aussi, deux domaines de températures

Chapitre 1 : Définition des semi-conducteurs, définition par rapport à la conductivité

$$E_a - E_v < k_B T \ll E_g$$

Dans ce cas le terme en exponentielle est très petit devant 1 et on peut faire l'approximation

$$(1 + \varepsilon)^{1/2} \approx 1 + 1/2 \varepsilon \Rightarrow E_{FP} = E_v + k_B T \ln \left(\frac{N_v}{N_a} \right)$$

Et en remplaçant cette valeur de E_{FP} dans p on trouve. $p_P \approx N_a$ et $n_P = \frac{n_i^2}{p_P} \approx \frac{n_i^2}{N_a}$.

Ce qui nous ramène au domaine de températures intermédiaires.

$$k_B T \ll E_a - E_v \quad \text{Domaine des basses températures}$$

Dans ce cas le terme en exponentielle est très grand devant 1 et on peut négliger le 1 dans la racine et le -1 après la racine, ce qui donne

$$E_{FP} \approx \frac{E_a + E_v}{2} - \frac{1}{2} k_B T \ln \left(\frac{N_a}{4N_v} \right)$$

Et en remplaçant cette valeur de E_{FP} dans p on trouve.

$$p_P \approx N_a^- = \sqrt{\frac{1}{4} N_a N_v} e^{\frac{E_a - E_v}{2k_B T}} \quad \text{et} \quad n_P = \frac{n_i^2}{p_P} \approx \frac{n_i^2}{N_a^-}$$

A basses températures le niveau de Fermi du semiconducteur P se trouve entre le niveau accepteur E_a et E_v .

Si nous comparons cette expression par rapport à un semiconducteur intrinsèque, tout se résume à remplacer N_c par $N_a/4$ et le gap E_g par $E_a - E_v$ dans l'expression de p .

I.12. Hautes températures. régime intrinsèque..

Quand la température devient assez élevée $k_B T > E_g / 10$ (en général supérieure à 400 K), la génération intrinsèque de paires électron-trou devient très importante et dépasse la densité des donneurs et/ou des accepteurs $n_i \gg N_a$ (ou $n_i \gg N_a$).

Ce régime est appelé régime intrinsèque.

a) Semiconducteur type N.

$$n_N \approx n_i \quad ; \quad p_N = \frac{n_i^2}{n_N} \approx n_i \quad ; \quad E_{FN} \approx E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} k_B T \ln \left(\frac{m_v}{m_c} \right)$$

b) Semiconducteur type P.

$$p_P \approx n_i \quad ; \quad n_P = \frac{n_i^2}{p_P} \approx n_i \quad ; \quad E_{FP} \approx E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} k_B T \ln \left(\frac{m_v}{m_c} \right)$$

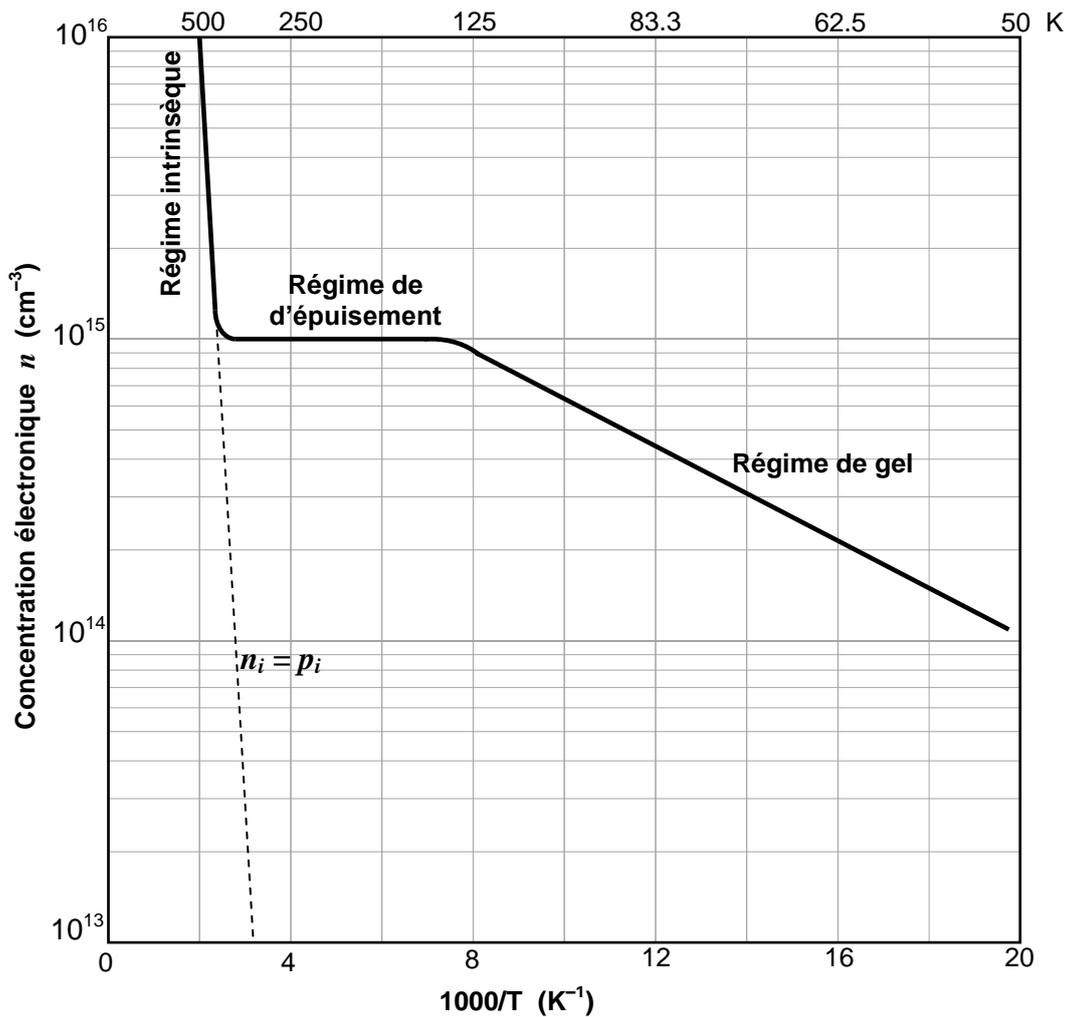


Figure 21 : Concentration électronique n dans un semiconducteur extrinsèque au Si.

I.13. Semiconducteur dégénéré

On dit qu'un semiconducteur est dégénéré si le niveau de Fermi est situé dans une bande permise. Nous avons vu qu'à cause d'un dopage important le niveau de Fermi pouvait se déplacer du milieu de la bande interdite et atteindre E_c dans un semiconducteur N ou E_v dans un semiconducteur P.

Dans ce cas, l'approximation classique de Boltzmann n'est plus valable. D'où l'expression des densités de porteurs de charges

$$n = \int_{E_c}^{E_{\max}} D_c(E) \cdot f_e(E) \cdot dE \Rightarrow n = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_c}^{+\infty} (E - E_c)^{1/2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1} \cdot dE$$

$$p = \int_{E_{\min}}^{E_v} D_v(E) \cdot f_p(E) \cdot dE \Rightarrow p = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{E_v} (E_v - E)^{1/2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{E_F-E}{k_B T}} + 1} \cdot dE$$

Chapitre 1 : Définition des semi-conducteurs, définition par rapport à la conductivité

En posant $\eta = \frac{E_F - E_c}{k_B T}$ et $\varepsilon_g = \frac{E_c - E_v}{k_B T} = \frac{E_g}{k_B T}$

Et en posant $\varepsilon = \frac{E - E_c}{k_B T}$ dans l'expression de n et $\varepsilon = \frac{E_v - E}{k_B T}$ dans celle de p on a :

Avec $n = N_c \cdot F_{1/2}(\eta)$ et $p = N_v \cdot F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_g)$

Avec

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{+\infty} \frac{\varepsilon^{1/2}}{1 + e^{\varepsilon - \eta}} d\varepsilon$$

Est appelée fonction intégrale de Fermi-Dirac d'ordre 1/2.

Le nombre de donneurs et d'accepteur ionisé s'écrit

$$N_d^+ = \frac{N_d}{2 \cdot e^{\frac{E_d - E_F}{k_B T}} + 1} \quad \text{et} \quad N_a^- = \frac{N_a}{4 \cdot e^{\frac{E_a - E_F}{k_B T}} + 1}$$

Donc

$$N_d^+ = \frac{N_d}{2 \cdot e^{\eta - \varepsilon_d} + 1} \quad \text{et} \quad N_a^- = \frac{N_a}{4 \cdot e^{-\eta - \varepsilon_g - \varepsilon_a} + 1}$$

Avec $\varepsilon_d = \frac{E_d - E_c}{k_B T}$ et $\varepsilon_a = \frac{E_v - E_a}{k_B T}$.

Et l'équation de neutralité $n + N_a^- = p + N_d^+$ est donnée sous la forme

$$N_c \cdot F_{1/2}(\eta) + \frac{N_a}{4 \cdot e^{-\eta - \varepsilon_g - \varepsilon_a} + 1} = N_v \cdot F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_g) + \frac{N_d}{2 \cdot e^{\eta - \varepsilon_d} + 1}$$

La résolution de cette équation se fait numériquement, elle permet de calculer η – donc le niveau de Fermi E_F – à une température donnée, puis, en déduire les concentrations des porteurs de charges par les équations intégrales de Fermi-Dirac précédentes.

Remarque :

Dans le cas d'un semiconducteur non dégénéré $\frac{1}{1 + e^{\varepsilon - \eta}} = e^{-\varepsilon + \eta}$ et $F_{1/2}(\eta) = e^\eta$.