

Conducteurs, semi-conducteurs et isolants

Les semi-conducteurs sont des matériaux dont la conductivité est intermédiaire entre celle des conducteurs et celle des isolants.

La conductivité des semi-conducteurs, à la différence de celle des conducteurs et des isolants, dépend fortement de leur pureté, de l'orientation et

des irrégularités de leur structure, de la température et d'autres quantités physiques et chimiques.

Cette propriété représente leur avantage principal puisqu'elle permet la construction de la plupart des composants électroniques ayant des caractéristiques très diversifiées.

Matériaux	Conductivité (S/cm)
Conducteurs	$10^2 - 10^6$
Semi-conducteurs	$10^{-6} - 10^2$
Isolants	$10^{-16} - 10^{-8}$

On peut classer les matériaux en conducteurs, semi-conducteurs et isolants par la largeur de leur *zone interdite*.

1. Atomes et structures cristallines

1.1. Atomes

Toute matière est constituée d'atomes. Chaque atome comporte un noyau central de charge positive et un ou plusieurs électrons de charges négatives. La neutralité électrique se traduit par l'équation

$$\text{charge du noyau} = \Sigma \text{charges des électrons}$$

Un atome qui perd un électron devient un ion positif.

- **La théorie classique** dit que les électrons gravitent autour du noyau suivant des orbites stables (couches). Cette stabilité est assurée par une vitesse de déplacement telle que la force centrifuge équilibre la force électrostatique (attraction de l'électron par le noyau). Chaque électron possède ainsi une énergie E_t qui est la somme de l'énergie cinétique E_C et de l'énergie potentielle E_P soit

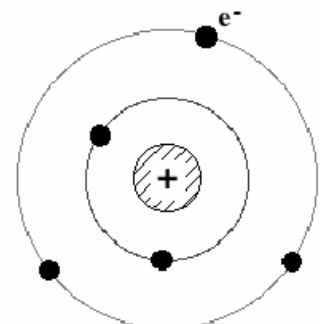
$$E_t = E_C + E_P = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r}$$

avec Z , nombre d'électrons (numéro atomique)

e , charge de l'électron ($-1,6 \cdot 10^{-16}$ C)

r , rayon de l'orbite

Plus une couche est éloignée du noyau, plus l'énergie des électrons de



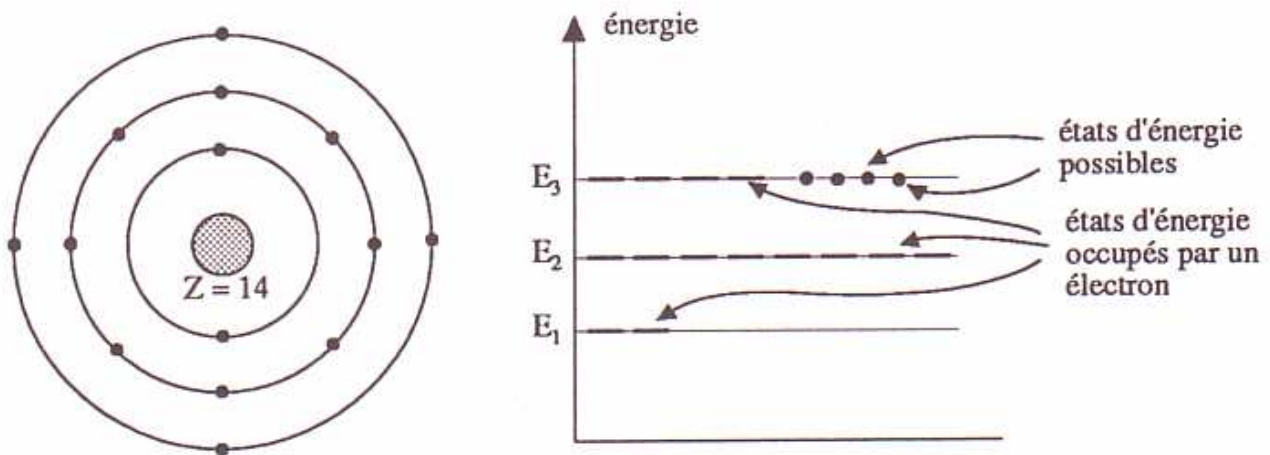
cette couche est élevée.

- **La théorie quantique** affirme que seules certaines orbites sont permises, et la valeur de leur rayon r_i dépend directement de nombres appelés nombres quantiques. Rayons des orbites et énergies, liés par la relation vue précédemment, permettent de définir les niveaux d'énergie. La figure représente (dans un plan) l'atome de silicium ainsi que le diagramme d'énergie associé.

La première couche (complète) possède deux électrons d'énergie E_1 .

La deuxième couche (complète) possède 8 électrons d'énergie E_2 .

La troisième et dernière couche, appelée aussi couche de valence, possède 4 électrons d'énergie E_3 . Elle est incomplète, car son maximum théorique est $2n^2 = 2 \cdot 3^2 = 18$. Toutefois, il existe une tendance à compléter partiellement à 8 le nombre d'électrons. Il reste alors, pour le silicium, 4 états d'énergie supplémentaires disponibles.



Un apport d'énergie (température, lumière, chocs par d'autres électrons) peut faire passer un électron à un niveau d'énergie supérieur. Dans ce cas l'électron est dit 'excité'. Lorsqu'il revient à sa position initiale, il fournit son excédent d'énergie sous forme d'émission de photons (radiation lumineuse) tel que

$$\Delta E = E_{\text{sup}} - E_{\text{inf}} = h\nu$$

avec E_{sup} , énergie supérieure

E_{inf} , énergie inférieure

h , constante de Planck ($6,62 \cdot 10^{-34}$ Js)

ν , fréquence de la radiation

- **La théorie ondulatoire** représente une troisième phase dans l'étude de la physique du solide. Elle permet de définir une fonction d'onde associée à chaque électron (étude statistique de Fermi-Dirac) permettant ainsi de savoir si celui-ci est dans un **état lié** ou dans un **état libre**.

La loi de répartition du nombre de places libres et occupées par les électrons est fournie par la relation de Fermi-Dirac.

$$f_n(E) = \frac{\text{nombre de places occupées}}{\text{nombre de places disponibles}} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}$$

avec $f_n(E)$, probabilité (pour un électron) d'occupation du niveau d'énergie E considérée (E en eV)

E_F , niveau de Fermi en eV. Il dépend de la température et de la distribution des niveaux d'énergie possibles.

k , constante de Boltzmann ($8,6 \cdot 10^{-5}$ eV/K = $1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K)

T , température absolue en K

Pour $E > E_f$ et $T = 0$ K, aucune occupation n'est possible.

1.2. Structures cristallines

Les cristaux correspondent à un ensemble d'atomes rangés dans un certain ordre. L'atome n'étant pas isolé (il fait partie du cristal), ses électrons subissent l'influence des atomes voisins.

Les liaisons atomiques sont de plusieurs types. Citons les deux principales:

- Liaison ionique ou électrovalente.

Le chlorure de sodium en est un exemple. Le chlore possède 7 électrons périphériques alors que le sodium n'en possède qu'un seul. Le motif du cristal obtenu est un cube dont les sommets sont :

* Na^+ , ion positif, le sodium a perdu un électron périphérique,

* Cl^- , ion négatif, le chlore a récupéré l'électron du sodium.

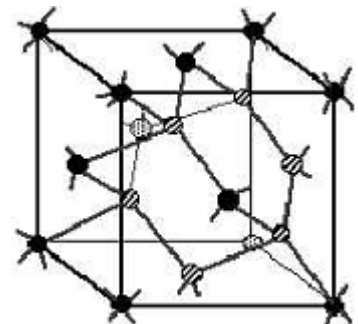
Chacun de ces atomes se retrouve avec une couche périphérique complète. Ce sont les forces électrostatiques qui assurent la cohésion de l'ensemble.

- Liaison covalente.

C'est le cas des semi-conducteurs et des isolants.

Pour le silicium, chaque atome est au centre d'un tétraèdre dont les quatre sommets sont quatre autres atomes identiques.

Les couches permises se transforment en bandes ou en zones composées de plusieurs couches distinctes mais très proches l'une à l'autre.



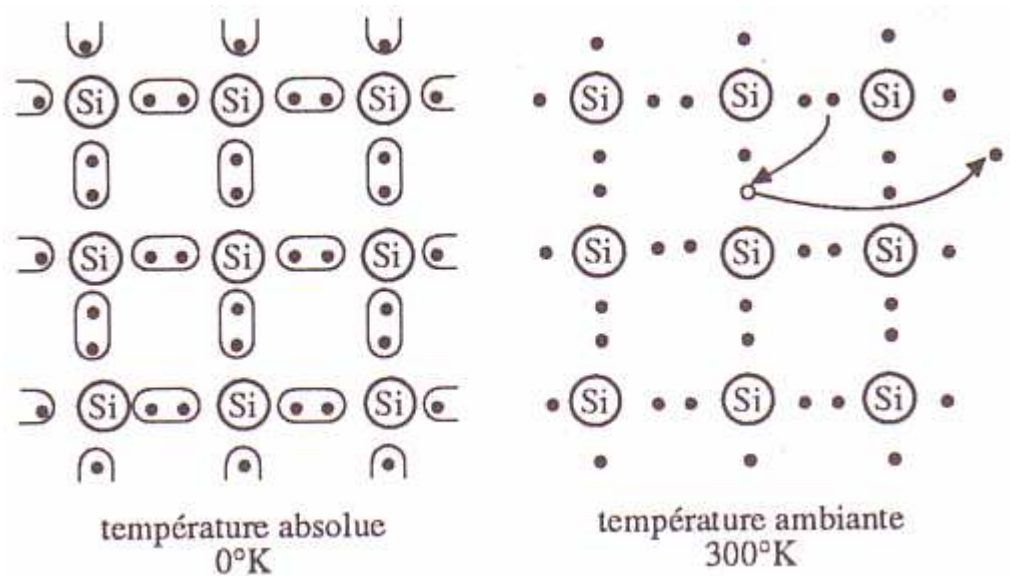
Le déplacement d'un électron d'une couche à une autre vers l'extérieur s'effectue d'une façon discrète (par sauts) si on lui communique une énergie supplémentaire (par chauffage par exemple). Le retour est aussi possible et il est accompagné d'une délivrance d'énergie.

La conductivité des matériaux est déterminée par les électrons des deux zones extérieures appelées *bande de valence* et *bande de conduction*.

Les électrons qui se trouvent dans la zone de valence n'ont pas assez d'énergie pour se détacher du noyau, mais peuvent commencer à circuler autour de deux noyaux rapprochés, créant ainsi une liaison *covalente*. Dans le réseau cristallin on peut voir les quatre liaisons covalentes d'un atome de silicium. Ce sont ces liaisons qui maintiennent l'unité du cristal de ce semi-conducteur.

Les électrons qui se trouvent dans la zone de conduction possèdent une assez grande énergie, ce qui leur permet de se détacher de leurs noyaux. Ils circulent d'une façon chaotique parmi tous les noyaux d'atomes du matériau. On les appelle *les électrons libres*. Ils se déplacent facilement dans un champ électrique en constituant un courant dont la valeur dépend de leur quantité.

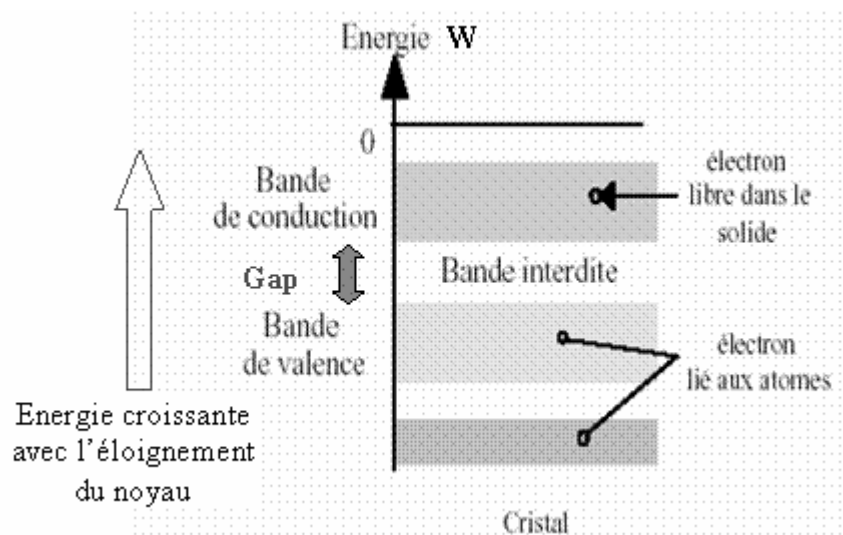
La figure suivante représente le modèle suivant un plan.



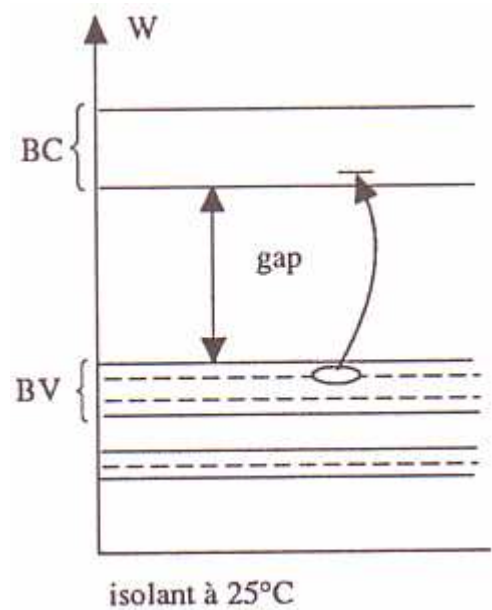
Seuls les électrons de valence (couche périphérique) sont représentés. Avec les électrons mis en commun, chaque atome voit sa couche périphérique complète

(8 électrons). Le silicium pur est apparenté à un isolant (sa conductibilité est nulle à 0 K soit une résistivité infinie). Lorsque la température augmente, quelques électrons se déplacent créant des trous rapidement comblés.

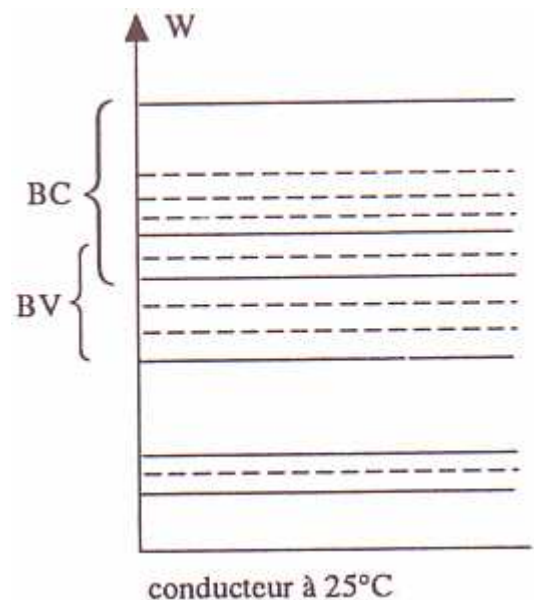
La représentation énergétique se fait de manière similaire à celle de l'atome. Mais comme aucun électron ne peut posséder une énergie identique à celle d'un autre électron, ce ne sont plus des niveaux d'énergie que l'on **rencontre** mais des **bandes d'énergie**.



- **Isolant.** La couche périphérique de chaque atome est complète. La bande de conduction est vide à 0 K et que le gap (bande interdite) nécessaire aux électrons pour passer de la bande de valence à la bande de conduction est important, ΔE de l'ordre de 3 à 15 eV. (1 eV = $1,6 \cdot 10^{-19}$ J). Dans des conditions normales, très rares sont les électrons de valence qui reçoivent assez d'énergie pour sauter la zone interdite. Par conséquent, la conductivité des isolants est très petite.



- **Conducteur.** Dans un métal, il existe entre 10^{22} et 10^{23} électrons libres par centimètre cube quelle que soit la température. Ainsi un bloc métallique est constitué d'ions positifs fixes et d'un nuage d'électrons libres. Ceux-ci sont situés dans la partie inférieure de la bande de conduction incomplète. Un champ électrique, aussi faible soit-il, permet le déplacement de ces électrons, donc l'existence d'un courant électrique. A température ambiante, la bande de conduction présente une partie commune avec la bande de valence. Autrement dit, les électrons de valence des conducteurs sont libres et la largeur ΔW de leur zone interdite égale zéro. Par conséquent, la conductivité des conducteurs est très grande.



(N'oublions pas que ces bandes traduisent des états d'énergie.)

- **Semi-conducteur pur ou intrinsèque.** Avec ses huit électrons périphériques obtenus par liaison covalente, le semi-conducteur pur est isolant à 0 K car la loi de probabilité $f_n(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right)}$

donne zéro.

Lorsque la température augmente, le nombre d'électrons libres augmente aussi. Ainsi on a 3 électrons libres pour 10^{12} atomes de silicium à 27°C, ce qui ne nous éloigne pas des caractéristiques des isolants. La différence entre le matériau semi-conducteur et les isolants classiques est sa plus faible largeur de gap ΔE . Comme cette largeur est associée à une énergie, elle est différente d'un matériau à un autre. Nous donnons quelques valeurs de ΔE pour des semi-conducteurs à 300 K (27°C).

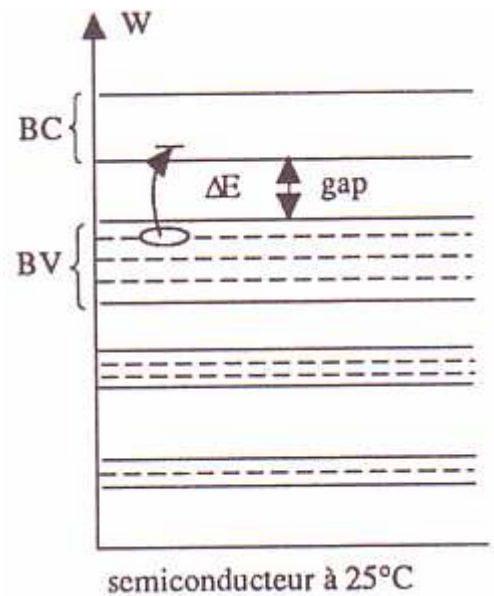
Germanium Ge, $\Delta E = 0,66 \text{ eV}$

Silicium Si, $\Delta E = 1,12 \text{ eV}$

Carbure de silicium SiC, $\Delta E = 3 \text{ eV}$

Arseniure de gallium GaAs, $\Delta E = 1,43 \text{ eV}$

Indium antimoine InSb, $\Delta E = 0,16 \text{ eV}$



La zone de conduction des semi-conducteurs est séparée, elle aussi, de la zone de valence par une zone interdite, mais la largeur ΔW de cette dernière est de 0,5 à 3 eV. A la température 0 K les électrons de valence des semi-conducteurs n'ont pas assez d'énergie pour sauter la zone interdite et la zone de conduction est vide. Mais quand la température est plus élevée (et c'est toujours le cas), une vibration thermique des atomes apparaît et l'énergie de certains électrons de valence devient assez élevée pour qu'ils se transforment en électrons libres. Par conséquent, la conductivité des semi-conducteurs est plus grande que celle des isolants.

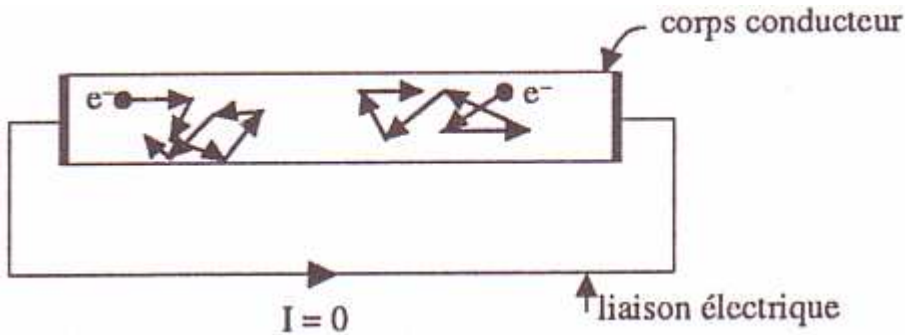
Remarque. Le matériau semi-conducteur classique est constitué d'atomes tétravalents, c'est-à-dire présentant quatre électrons périphériques, appartenant à la colonne IV du tableau de classification périodique de Mendelieff. Ainsi le silicium et le germanium sont des semi-conducteurs IV. Toutefois, on peut associer par égalité de nombre, des atomes des colonnes III et IV (gallium-arsenic, indium-antimoine, etc.) ou des colonnes II et VI (cadmium-soufre...). Dans tous les cas, le cristal pur présente huit électrons périphériques et est un isolant parfait à 0°K.

II	III	IV	V	VI
	Bore B Z = 5	Carbone C Z = 6	Azote N Z = 7	
	Aluminium Al Z = 13	Silicium Si Z = 14	Phosphore P Z = 15	Soufre S Z = 16
Zinc Zn Z = 30	Gallium Ga Z = 31	Germanium Ge Z = 32	Arsenic As Z = 33	Selenium Se Z = 34
Cadmium Cd Z = 48	Indium In Z = 49	Etain Sn Z = 50	Antimoine Sb Z = 51	Tellure Te Z = 52

2. Conduction dans les solides (corps conducteurs)

2.1. Phénomène qualitatif

Dans son état normal, un conducteur contient des électrons libres animés d'un mouvement désordonné. Aucun courant ne circule pour un circuit fermé ne présentant pas de fém.

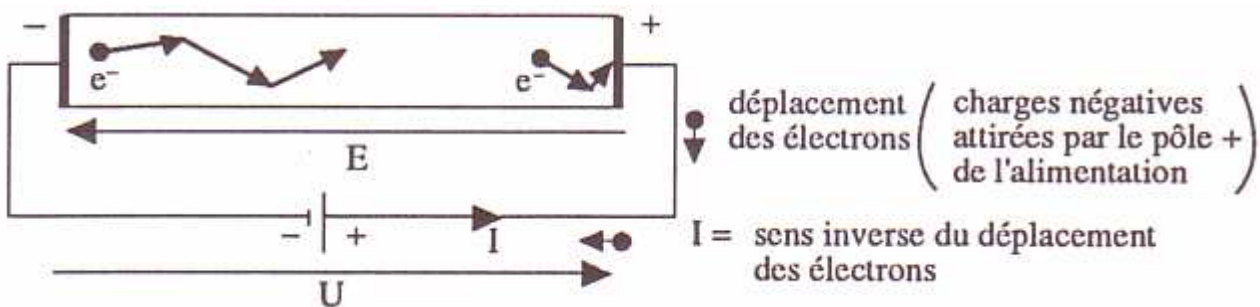


Lorsqu'on applique une différence de potentiel U aux extrémités du conducteur, il y a création d'un

champ électrique E défini par $\vec{E} = -\text{grad}U = -\frac{d}{dx}U = \frac{U}{L}$

Les électrons de charge e sont sollicités par ce champ avec une force $\vec{F} = -e\vec{E}$

Il y a déplacement d'électrons, donc création d'un courant défini comme étant de sens inverse à celui du déplacement des électrons (sens conventionnel).



Ce déplacement d'électrons constitue un courant dit courant d'entraînement.

2.2. Phénomène quantitatif

Il faut tenir compte du **temps de relaxation** τ correspondant à l'intervalle de temps moyen s'écoulant entre deux chocs successifs. La vitesse moyenne v_{moy} de déplacement des électrons est solution de l'équation différentielle

$$\frac{d}{dt}v_{\text{moy}} = -\frac{eE}{m} - \frac{v_{\text{moy}}}{\tau}$$

avec e , charge de l'électron ($1,6 \cdot 10^{-9}$ C)

E , champ électrique

m , masse de l'électron

Le premier terme du second membre caractérise l'accroissement de la vitesse $\frac{dv}{dt} = \frac{F}{m}$ alors que le

second, $\frac{v_{\text{moy}}}{\tau}$ correspond au ralentissement des électrons dû aux chocs. La vitesse limite atteinte

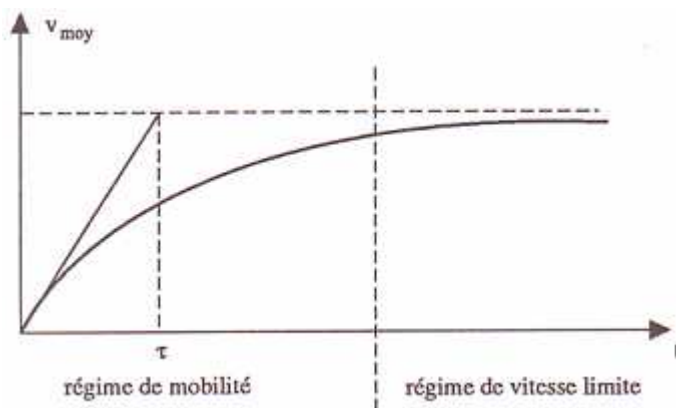
est alors

$$\bar{v}_{\text{moy}} = -\frac{e\vec{E}\tau}{m} = -\mu_n \vec{E}$$

μ_e est appelé mobilité des électrons (porteurs de charge) $\rightarrow \mu_n = \frac{e\tau}{m}$

Remarques

- La mobilité μ_n est proportionnelle à la charge du porteur, proportionnelle au temps moyen entre deux chocs et inversement proportionnelle à la masse.
- Le temps de relaxation diminue avec la température donc la mobilité aussi.
- L'évolution de la vitesse suit une loi exponentielle lorsque l'on applique une tension en forme d'échelon.



La densité de courant est définie par son vecteur

$$\vec{j} = ne\bar{v}_{\text{moy}}$$

n , concentration en porteurs par unité de volume

e , charge de l'électron

v_{moy} , vitesse moyenne des électrons

Les expressions précédentes $\bar{v}_{\text{moy}} = -\mu_n \vec{E}$ et $\mu_n = \frac{e\tau}{m}$ permettent d'obtenir la **loi d'Ohm locale**

$$\vec{j} = ne\mu_n \vec{E} = \frac{ne^2\tau}{m} \vec{E} = \sigma \vec{E}, \text{ où } \sigma \text{ représente la conductivité}$$

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} = ne\mu_n$$

m , masse de l'électron

τ , temps de parcours moyen entre deux chocs

μ_n , mobilité de l'électron

Remarques

- La densité de courant J est proportionnelle à la concentration n de porteurs de charge, à la charge e du porteur et à sa mobilité μ_n .

- Lorsqu'un conducteur, défini géométriquement par sa longueur L et sa section S , est sollicité par une différence de potentiel U , la loi d'Ohm précédente devient

$$J = \frac{I}{S} = \sigma \frac{U}{L}$$

soit
$$U = \frac{L}{\sigma S} I = \frac{\rho L}{S} I = RI$$

en remarquant que la résistivité ρ est l'inverse de la conductibilité.

- La concentration en porteurs de charge s'écrit : $n = \frac{N}{V}$

N , nombre total de porteurs dans un solide de volume V .

- Un courant continu I peut être défini par : $I = \frac{Ne}{\Delta t}$

Δt , intervalle de temps

e , charge de l'électron.

- Dans les métaux, le temps τ entre chocs est très court. La faible mobilité des charges est toutefois compensée par une très forte concentration d'électrons libres. Lorsque la température augmente, le nombre de porteurs est quasi constant alors que la mobilité diminue (chocs entre électrons plus nombreux). La résistivité croît.

- Pour un seul type de porteurs de charge (l'électron), la densité de courant est : $J = nev_{\text{moy}} = nev$

Dans le cas de plusieurs porteurs de charge, la densité devient : $J = n_1q_1v_1 + n_2q_2v_2 + \dots$

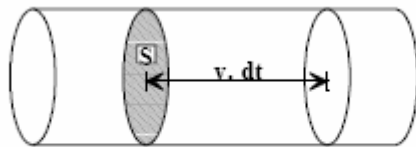
Une charge q_1 , négative ($-q$), se déplaçant dans un sens, produit un courant électrique identique à une charge q_2 positive ($+q$) circulant en sens inverse.

2.2. Conduction dans un métal.

Dans un métal chaque atome est susceptible de fournir un ou plusieurs électrons à la bande de conduction. Ces électrons ne peuvent être rattachés à aucun atome particulier et sont donc libres de se mouvoir à l'intérieur du cristal ; ce sont les électrons libres. A la température ambiante et en l'absence de champ électrique les électrons sont animés de mouvements aléatoires dus aux collisions avec les atomes. Le déplacement moyen de l'ensemble des électrons est nul dans ce cas. Si l'on applique un champ électrique E à l'intérieur du métal la vitesse moyenne des électrons sera non nulle et sera proportionnelle au champ électrique pour de faibles valeurs de celui-ci; on a alors:

$$\vec{v} = \mu \vec{E}$$

Considérons un barreau de longueur L et de section S contenant n électrons/ m^3 .



Cylindre des charges traversant la section S pendant le temps dt

Le courant à l'intérieur du barreau est $I = \frac{dQ}{dt}$, où dQ est la charge traversant la section S pendant le temps dt . Cette charge est constituée par l'ensemble des charges qui peuvent atteindre la section S pendant le temps dt , c.à.d., celles contenues dans le cylindre de longueur $v \cdot dt$ (voir dessin).

$$\text{On a : } dQ = n \cdot q \cdot S \cdot v \cdot dt$$

$$\text{Ce dui donne : } I = \frac{dQ}{dt} = n \cdot q \cdot S \cdot v$$

$$\text{La densité de courant } J \text{ est alors : } J = n \cdot q \cdot v = n \cdot q \cdot \mu \cdot E = \sigma \cdot E$$

σ est la conductivité du métal et la résistivité $\rho = \frac{1}{\sigma}$

$$\sigma = q \cdot n \cdot \mu$$

$n \approx 10^{28}/m^3$ pour un conducteur

2.3. Conduction dans un semi-conducteur pur ou intrinsèque.

Beaucoup de semi-conducteurs, comme le germanium (Ge), le silicium (Si), le sélénium (Se), l'arséniure de gallium (GaAs), le sulfure de cadmium (CdS), le phosphure de gallium (GaP), le carbure de silicium (SiC) et l'antimoniure d'indium (InSb) sont utilisés en électronique, mais le rôle du silicium est de loin prédominant. C'est pour cela que nous allons nous concentrer sur le silicium, en sachant que le comportement des autres semi-conducteurs est en principe pareil.

Rappelons que, par liaison covalente, les atomes des semi-conducteurs purs possèdent 8 électrons de valence.

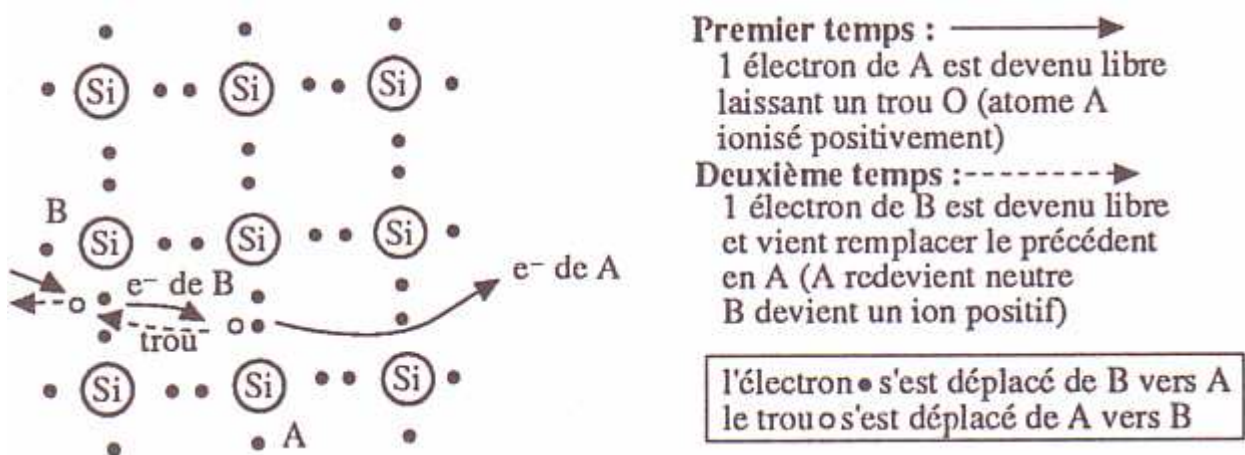
A 0 K, chaque atome de la grille cristalline est attaché aux atomes voisins par quatre liaisons covalentes, la bande de valence est complète alors que la bande de conduction est vide.

A chaque autre température, certains électrons de valence arrivent à franchir le gap et passent dans la zone de conduction. Certaines liaisons covalentes sont ainsi interrompues. Il y a création de paires électron-trou (électrons dans la bande de conduction et trous dans la bande de valence). Le processus de création d'électrons libres et de trous dans un semi-conducteur pur s'appelle thermo génération. Il est accompagné par le processus inverse appelé recombinaison.

Création et recombinaison d'électron-trou s'équilibrent à température constante. Leur nombre est défini par la relation statistique de Fermi-Dirac.

L'absence d'un électron de valence dans une liaison covalente est équivalente à l'existence d'un trou, qui a la même charge que l'électron mais une charge positive. Le nombre des électrons libres dans un semi-conducteur pur est égal à celui des trous. Ce nombre est d'autant plus important que la température est élevée.

La conduction électrique est schématisée sur la figure suivante. Elle correspond à un déplacement des électrons (charges négatives) dans un sens et des trous (charges positives) en sens inverse. Comme pour les conducteurs, on définit la mobilité des charges et leur concentration.



Mobilité. Nous sommes en présence de deux charges se déplaçant en sens inverse (électrons de charge négative $-q$ et trous de charge positive $+q$). Chacune de ces charges présente une masse effective m' différente de sa propre masse m à cause des interactions dues aux champs électriques avoisinants. Ainsi la mobilité des électrons

$$\mu_n = \frac{q\tau_e}{m'_e} \quad q, \text{ charge de l'électron}$$

τ_e , temps de relaxation de l'électron

m'_e masse effective de l'électron

est différente de la mobilité des trous

$$\mu_p = \frac{q\tau_p}{m'_p} \quad q, \text{ charge du trou mobile}$$

τ_p , temps de relaxation du trou

m'_p masse effective du trou

Comme les électrons et les trous se déplacent respectivement dans la bande de conduction (éloignée du noyau) et dans la bande de valence (proche du noyau), il s'ensuit que la mobilité des électrons est plus importante que la mobilité des trous.

Le tableau suivant fournit quelques paramètres concernant les matériaux usuels.

Matériau	Germanium	Silicium	Arseniure de gallium
	Ge	Si	Ga As
Largeur de gap ΔE en eV	0,66	1,12	1,43
Constante diélectrique ϵ_r	16,3	12	11
Nombre atomique	32	14	31 (Ga) 33 (As)
Masse atomique	72,7	28	144,5
Nombre d'atomes par cm^3	$4,5 \cdot 10^{22}$	$5 \cdot 10^{22}$	$2,2 \cdot 10^{22}$
Concentration intrinsèque n_i à 300°K par cm^3	$2,4 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{10}$	10^7
Mobilité des électrons μ_e à 300°K en cm^2/Vs	3 900	1 500	8 500
Mobilité des trous μ_t à 300°K en cm^2/Vs	1 900	600	400
Constante de diffusion des électrons D_n à 300°K en cm^2/s	99	37,5	200
Constante de diffusion des trous D_p à 300°K en cm^2/s	47	15	12

Dans la gamme de températures -50°C à 200°C elles décroissent selon l'expression :

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-1.5}$$

μ_0 : mobilité des électrons (ou des trous) à la température T_0

μ : mobilité des électrons (ou des trous) à la température T

La diminution est due à la réduction de la vitesse moyenne provoquée par l'augmentation des vibrations thermiques des atomes et du nombre de chocs des électrons (et des trous) avec eux.

Concentration. Nous avons vu que, pour un conducteur, la densité de courant est définie par la relation : $J = n q \mu_e E = \sigma E$

n , concentration en porteurs (électrons)

q , charge de l'électron

μ_n , mobilité de l'électron

E , champ électrique

σ , conductivité.

Pour une concentration n_0 d'électrons et p_0 de trous, nous avons

$$J = q (n_0 \mu_n + p_0 \mu_p) E$$

Et comme, dans un semi-conducteur intrinsèque, le nombre d'électrons est égal au nombre de trous, cela se traduit par

$$n_0 = p_0 = n_i \quad (\text{concentration intrinsèque})$$

Ce qui donne

$$J = q n_i (\mu_n + \mu_p) E$$

La concentration intrinsèque n_i est obtenue à partir de la relation de Boltzmann

$$n_0 = p_0 = n_i = A T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) \text{ par cm}^3$$

A , constante spécifique du matériau, indépendante de la température, en $\text{cm}^{-3} \text{K}^{-\frac{3}{2}}$

T , température absolue en K

ΔE , largeur du gap en eV (bande interdite)

k , constante de Boltzmann

La concentration intrinsèque dépend fortement de la température. La figure représente l'évolution de cette concentration en fonction de la température. On trouve à température ambiante

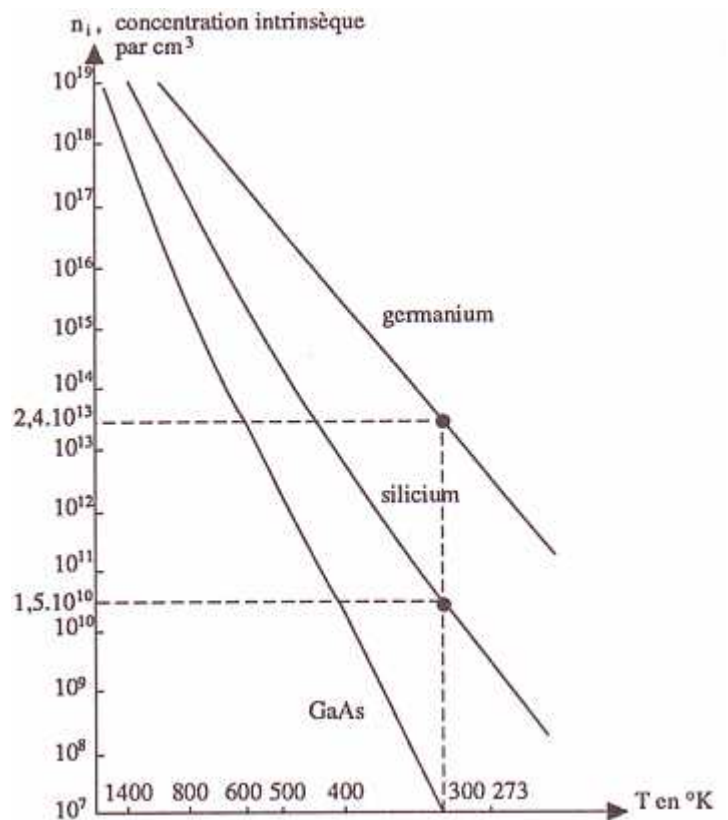
$$n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ pour le silicium}$$

$$n_i = 2,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ pour le germanium}$$

$$n_i = 10^7 \text{ cm}^{-3} \text{ pour l'arséniure de gallium}$$

Sachant que, dans un semi-conducteur, la densité d'atomes est voisine de celle des conducteurs classiques ($5 \cdot 10^{22}$ atomes de silicium par cm^3 à 300°K), le peu de charges libres dans le matériau intrinsèque (environ 3 paires électron-trou pour 10^{12} atomes de silicium) a pour conséquence la quasi inutilité de ce matériau.

Pour augmenter la concentration des charges, **il faut adjoindre des impuretés en quantité contrôlée**, en privilégiant le type de conduction (par électrons ou par trous). Cette opération permet de contrôler la conductivité du matériau entre 10^{-3} et $10^4 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$.



2.4. Remarques générales

- Un semi-conducteur intrinsèque voit sa concentration de charges augmenter en fonction de la température. Il en résulte une augmentation de la conductibilité (diminution de la résistivité). Le seul intérêt de ce matériau serait la réalisation de résistances CTN (coefficient de température négatif) et de photorésistances.

3. Semi-conducteurs dopés.

Un semi-conducteur pur est un quasi isolant.

Un semi-conducteur dopé en impuretés voit sa conductibilité augmenter et se situer entre celle d'un isolant et celle d'un corps conducteur classique. Le dopage utilisé varie de 10^{13} à 10^{19} impuretés par cm^3 ce qui correspond respectivement à 1 atome d'impureté pour 10^9 atomes de silicium et 1 atome d'impureté pour 10^3 atomes de silicium. Dans ces conditions la conductibilité varie de $10^{-4} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ à $10^3 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ et la résistivité de $10^4 \Omega\text{cm}$ à $10^{-3} \Omega\text{cm}$, en rappelant que le cuivre présente une résistivité de $1,6 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}$.

Si le dopage dépasse 10^{19} impuretés par cm^3 , on dit que le semi-conducteur est dégénéré.

3.1. Matériau de type N

On introduit dans le matériau semi-conducteur pur des impuretés pentavalentes (colonne 5 du tableau périodique : phosphore, arsenic, antimoine) possédant 5 électrons périphériques dont la concentration est celle citée précédemment, 10^{13} à 10^{19} impuretés par cm^3 .

La figure suivante illustre le phénomène de conduction pour le silicium dopé avec de l'arsenic. Chaque atome d'arsenic a ses cinq électrons périphériques. Quatre de ces électrons participeront aux liaisons covalentes tandis que le 5^{ème} est excédentaire. Comme une très faible énergie ($E_C - E_D = 0,054 \text{ eV}$ à 0 K) suffit pour le libérer, on peut considérer qu'à température ambiante, il sera un électron quasi-libre pouvant participer à la conduction de l'électricité dans le matériau. Ainsi :

- un matériau de type N, dopé avec des atomes donneurs, en nombre N_D , présente

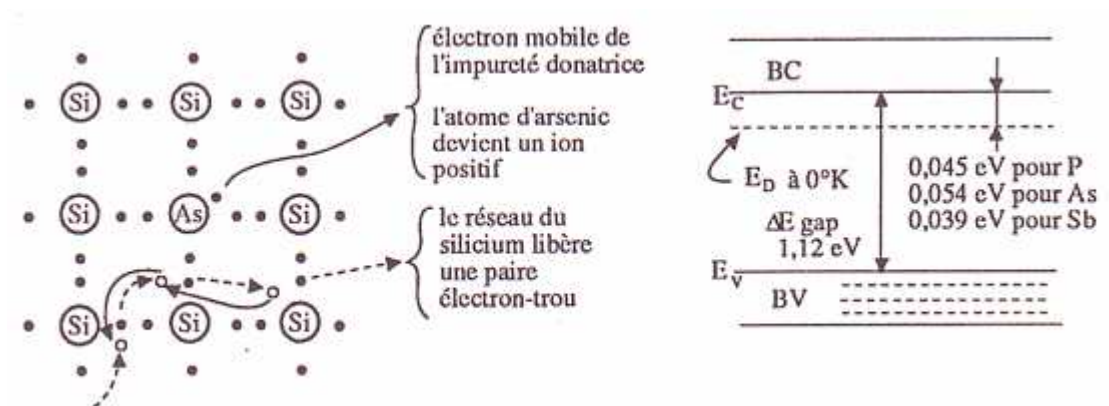
* des électrons libres (charges négatives)

* des charges positives fixes (ions) en nombre identique à celui des électrons libres ;

- toutefois, il y a toujours création de paires électron-trou dans le cristal de silicium fournissant

* des électrons libres (charges négatives)

* des trous libres (charges positives).



L'influence de ces derniers est, en premier lieu, négligeable à cause de leur très faible nombre (3 paires électron-trou pour 10^{12} atomes de silicium à 300 K alors qu'il y a un électron libre d'impuretés pour 10^3 à 10^9 atomes de silicium).

3.2. Matériau de type P

On incorpore dans le matériau semi-conducteur pur des impuretés trivalentes (colonne 3 du tableau périodique : bore, aluminium, indium, gallium) possédant trois électrons périphériques avec une concentration dont les valeurs sont identiques à celles du matériau de type N, c'est-à-dire 10^{13} à 10^{19} impuretés par cm^3 . La figure suivante illustre le phénomène de conduction pour du silicium dopé avec du bore (différence d'énergie $E_A - E_V = 0,045 \text{ eV}$ à 0 K). Ces atomes possèdent trois électrons sur leur couche périphérique. Ils vont donc former avec les atomes de Ge ou Si voisins des liaisons covalentes. Il manque un électron pour satisfaire les quatre liaisons covalentes. La place vacante est

facilement comblée par un électron appartenant à un atome de silicium voisin rendant l'atome de bore stable et chargé négativement. Ainsi :

- un matériau de type P, dopé avec des atomes accepteurs, en nombre N_A , présente

* des lacunes ou trous libres (charges équivalentes positives)

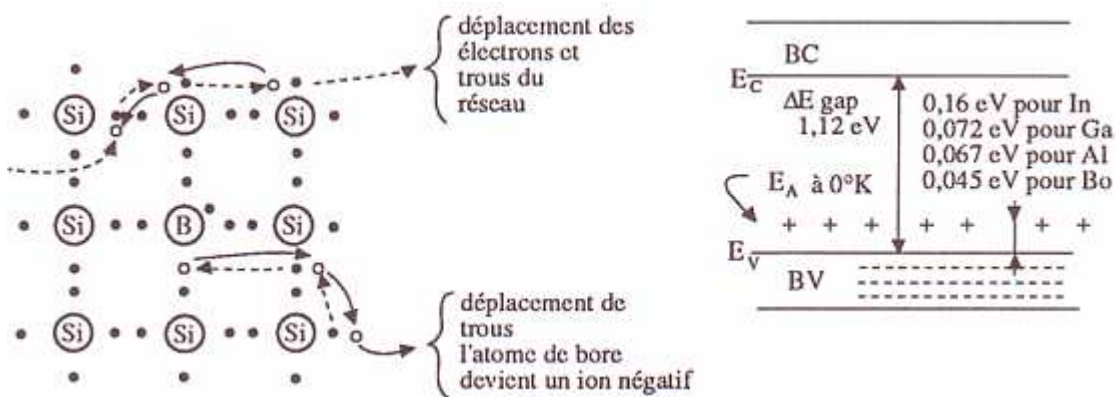
* des charges négatives fixes (ions) en nombre identique à celui des trous libres ;

- toutefois, comme pour le matériau de type N, il y a toujours création de paires électron-trou dans le cristal de silicium fournissant

* des électrons libres (charges négatives)

* des trous libres (charges positives),

avec une concentration pouvant être négligée (3 paires électron-trou pour 10^{12} atomes de silicium à 300 K).



3.3. Concentration des charges libres

La concentration des charges libres dans un matériau semi-conducteur est définie à partir des relations statistiques de Fermi-Dirac $f_n(E)$ et $f_p(E)$ pour les électrons et les trous. Elles permettent de déterminer l'état d'occupation des niveaux d'énergie.

Concentration en électrons libres.

La valeur de la concentration n en électrons libres est obtenue à partir de la relation

$$n = N_C \exp\left(\frac{E_F - E_C}{kT}\right)$$

avec E_F , niveau de Fermi en eV

E_C , niveau bas de la bande de conduction en eV

N_C , densité d'états d'énergie (pour les électrons) dans la bande de conduction.

Pour le silicium, $N_C \approx 3.10^{19} \left(\frac{T}{300}\right)^{\frac{3}{2}}$ électrons par cm^3 .

Concentration en trous libres. Une relation identique à la précédente fournit

$$p = N_V \exp\left(\frac{E_V - E_F}{kT}\right)$$

avec E_F , niveau de Fermi en eV

E_V , niveau haut de la bande de valence en eV

N_V , densité d'états d'énergie (pour les trous) dans la bande de valence.

Pour le silicium, $N_V \approx 10^{19} \left(\frac{T}{300}\right)^{\frac{3}{2}}$ trous par cm^3 .

Le produit de ces deux concentrations est indépendant du niveau de Fermi. Il a une même valeur pour un matériau donné.

En faisant référence au matériau intrinsèque, nous obtenons la relation

$$np = n_i^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right)$$

C'est la loi d'action de masse

Exemple : un matériau de type N, dopé avec 10^{16} atomes d'impuretés par cm^3 , présente

$$n = 10^{16} \text{ électrons libres par } \text{cm}^3$$

et
$$p = \frac{2,25 \cdot 10^{20}}{10^{16}} = 2,25 \cdot 10^4 \text{ trous libres par } \text{cm}^3$$

sachant que $n_i \approx 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

Remarque : A l'équilibre, un matériau est neutre. Cela se traduit par **l'équation de neutralité**

$$n + N_{A^-} = p + N_{D^+}$$

avec n , nombre d'électrons libres

N_{A^-} , nombre d'atomes d'impuretés (accepteurs) ionisés

p , nombre de trous libres

N_{D^+} , nombre d'atomes d'impuretés (donneurs) ionisés

Et si l'on considère que chaque atome d'impureté N_A et N_D est ionisé, il s'en suit

$$n + N_{A^-} = p + N_{D^+} \quad \text{avec } np = n_i^2$$

$$\Sigma \text{ charges négatives} = \Sigma \text{ charges positives}$$

Influence de la température

* **Pour un dopage de type N**, le nombre d'électrons libres est : $n = n_0 + N_D$

N_D , électrons des donneurs

n_0 , électrons des paires électron-trou

Ainsi, de 0 K à 30 K, $n = n_0 + N_D$

de 30 K à 500 K, $n \approx N_D$

au-delà de 500 K, $n \approx n_0$

A haute température, le matériau de type N perd son individualité ; il retrouve son état intrinsèque.

* **Pour un dopage de type P**, le nombre de trous libres est : $p = p_0 + N_A$

N_A , trous des accepteurs

p_0 , trous des paires électron-trou

Ainsi, de 0 K à 30 K, $p = p_0 + N_A$

de 30 K à 500 K, $p \approx N_A$

au-delà de 500 K, $p \approx p_0$

A haute température, le matériau de type P se comporte comme le matériau de type N ; il retrouve son état intrinsèque.

Matériau compensé. Il existe des dopages d'impuretés complémentaires N_D et N_A (diffusions successives).

* Si $N_D > N_A$, alors N_D l'emporte et le matériau est de type N.

* Si $N_A > N_D$, alors N_A l'emporte et le matériau est de type P.

3.4. Niveau de Fermi et diagrammes d'énergie

Le niveau de Fermi indique, pour une température supérieure à 0 K, la frontière entre les niveaux d'énergie occupés et les niveaux d'énergie libres. Les diagrammes d'énergie situent qualitativement le travail nécessaire pour déplacer une charge d'un niveau d'énergie à un autre niveau d'énergie.

Ainsi les figures suivantes représentent :

- le diagramme d'énergie du silicium pur.

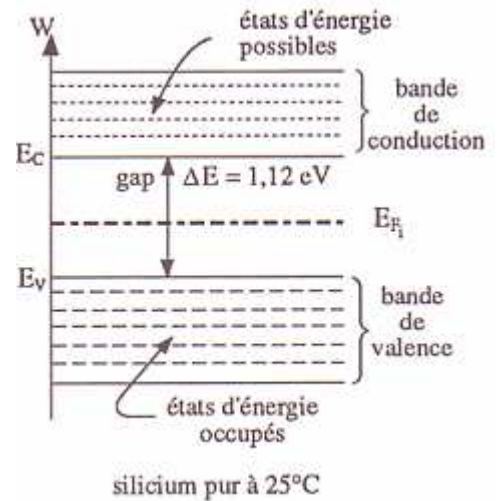
La bande de valence est complète, la bande de conduction est vide et le gap correspond à $\Delta E = 1,12 \text{ eV}$. Le niveau de Fermi est défini par la relation :

$$E_{F_i} = \frac{E_V + E_C}{2}$$

E_C : limite inférieure de la bande de conduction,

E_V , limite supérieure de la bande de valence.

Il se situe sensiblement au milieu du gap.



- Le diagramme d'énergie du silicium dopé N.

La bande de valence est complète alors que la bande de conduction contient les électrons libres fournis par les atomes donneurs. Le niveau de Fermi s'écrit

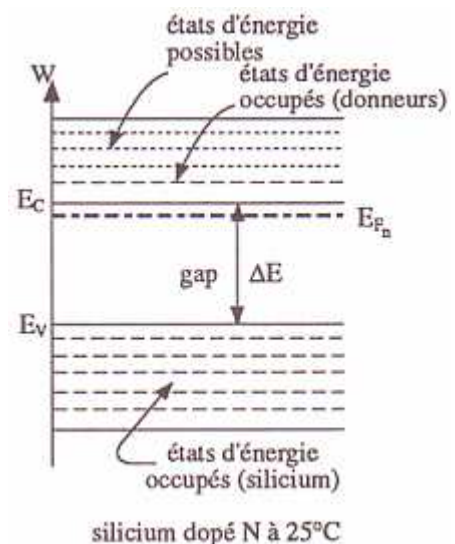
$$E_{F_n} = E_C - kT \ln \frac{N_C}{N_D}$$

N_C , densité d'états d'énergie (pour les électrons) dans la bande de conduction.

N_D : concentration de donneurs

* Lorsque la température augmente, E_{F_n} descend vers E_i

* $E_{F_n} = E_C$ pour $N_C = N_D$



- Le diagramme d'énergie du silicium dopé P.

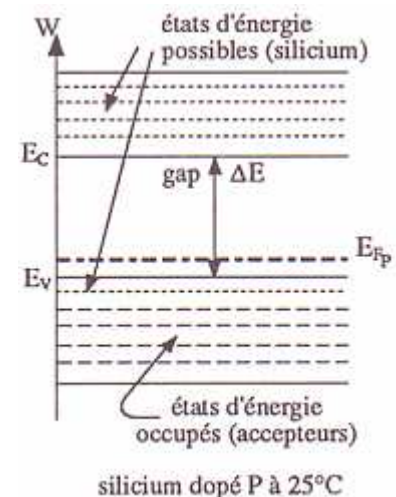
La bande de valence est incomplète à cause des trous produits par les atomes accepteurs d'électrons. Le niveau de Fermi est

$$E_{F_p} = E_V + kT \ln \frac{N_V}{N_A}$$

N_V , densité d'états d'énergie (pour les trous) dans la bande de valence.

N_A : concentration d'accepteurs

* Lorsque la température augmente, E_{F_p} monte vers E_i



* $E_{Fp} = E_V$ pour $N_V = N_A$

Remarque. Ces relations ne sont valables que pour des dopages inférieurs à 10^{19} impuretés par cm^3 . Au-delà, le semi-conducteur est dit 'dégénéré'. Alors, le niveau de Fermi se situe dans la bande de valence (type P) ou la bande de conduction (type N) (effet tunnel).

3.4. Conduction dans un matériau semi-conducteur dopé

On a vu précédemment que la conduction dans un corps conducteur classique était la conséquence de l'application d'un champ électrique

$$J = n q \mu_n E = \sigma E$$

n , concentration en porteurs (électrons)

q , charge de l'électron

μ_n , mobilité de l'électron

E , champ électrique

σ , conductivité.

Par la suite, dans un semi-conducteur intrinsèque, on retrouvait le même phénomène, mais pour deux types de charges (sans tenir compte de l'effet de création et recombinaison de paires électron-trou)

$$J = q n_i (\mu_n + \mu_p) E = \sigma E$$

n_i , concentration intrinsèque

q , charge de l'électron et du trou mobile

μ_n , mobilité de l'électron

μ_p , mobilité du trou

Pour un matériau semi-conducteur dopé, il faut tenir compte :

1. de la conduction par champ électrique J_C

Pour les électrons et pour les trous, J_C est exprimée respectivement par

$$J_{Cn} = q n \mu_n E \quad J_{Cp} = q p \mu_p E$$

J_{Cn} et J_{Cp} , densité de courant des électrons et des trous

q , charge des électrons et des trous

μ_n , et μ_p mobilité de l'électron et du trou

n et p , nombre d'électrons et de trous

E , champ électrique

Donc, $J_C = J_{Cn} + J_{Cp} = q (n\mu_n + p\mu_p) E = \sigma E$

Dans le cas où la conductibilité est assurée par les charges majoritaires (de 30 K à 500 K), on a :

Pour un matériau de type N

$$n = N_D \gg n_i$$

$$J_{Cn} = q N_D \mu_n E = \sigma_n E$$

Pour un matériau de type P

$$p = N_A \gg n_i$$

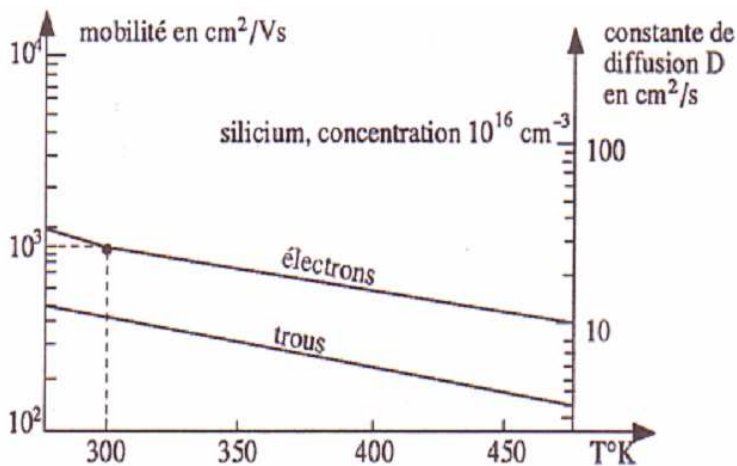
$$J_{Cp} = q N_A \mu_p E = \sigma_p E$$

Remarquons que la densité de courant est proportionnelle à la concentration des charges majoritaires libres et à la mobilité de ces charges donc à la vitesse de déplacement de celles-ci

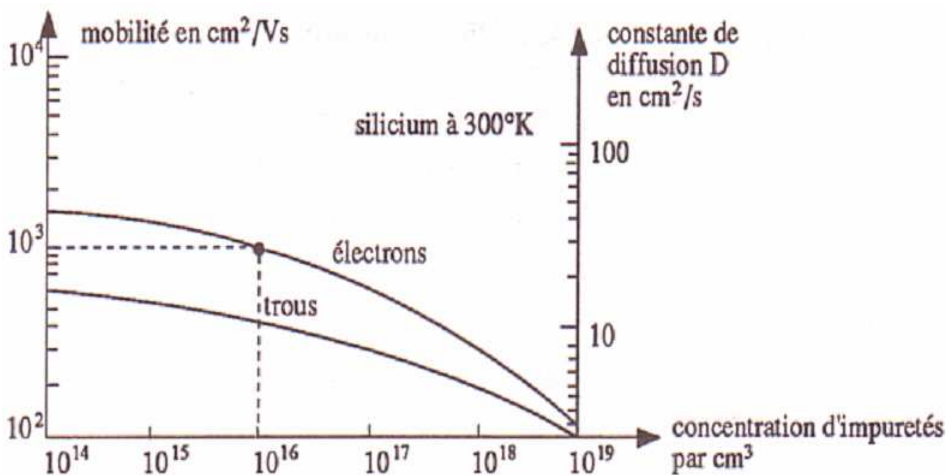
$$(v_{\text{moy}} = \mu E \text{ et } \mu = \frac{q\tau}{m})$$

La mobilité varie en fonction de la température et de la concentration en impuretés.

La figure suivante représente l'évolution de la mobilité des électrons et des trous en fonction de la température pour du silicium dopé avec 10^{16} atomes d'impuretés par cm^3 .



La figure suivante représente l'évolution de la mobilité en fonction de la concentration d'atomes d'impuretés à 300 K.



2. de la conduction par diffusion J_D

Le phénomène de diffusion s'effectue chaque fois que la concentration n'est pas uniforme (opération de dopage, présence d'une jonction pour les diodes, transistors, thyristors, influence de l'éclairage). Les porteurs de charge se déplacent afin de se répartir uniformément dans le matériau comme le font les gaz parfaits. Ce déplacement de charges est dû au gradient de concentration.

La diffusion est définie par la loi de **Fick** :

Le nombre de porteurs qui traverse par unité de temps l'unité de surface de plan x =constante, est proportionnel au gradient de concentration.

$$P = -D_p \frac{dp}{dx} \text{ pour les trous} \quad N = -D_n \frac{dn}{dx} \text{ pour les électrons}$$

On en déduit alors la densité de courant :

* Pour les électrons

$$\vec{J}_{Dn} = +qD_n \vec{\text{grad}} n$$

$$D'où \quad J_{Dn} = qD_n \frac{dn(x)}{dx}$$

avec x , distance de diffusion

D_n , coefficient de diffusion en cm^2/s

Le coefficient de diffusion D_n , est directement lié à la mobilité des électrons

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n = 0,025 \times 1500 = 37,5 \text{ pour le silicium à } 300 \text{ K}$$

* Pour les trous

$$\vec{J}_{Dp} = -qD_p \vec{\text{grad}} p$$

$$D'où \quad J_{Dp} = -qD_p \frac{dp(x)}{dx}$$

$$D_p = \frac{kT}{q} \mu_p = 0,025 \times 600 = 15 \text{ pour le silicium à } 300 \text{ K}$$

La conduction par champ électrique et par diffusion s'écrit alors :

* Pour les électrons

$$J_n = J_{Cn} + J_{Dn} = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} = \mu_n \left(qnE + kT \frac{dn}{dx} \right)$$

*** Pour les trous**

$$J_p = J_{Cp} + J_{Dp} = qp\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx} = \mu_p \left(qpE - kT \frac{dp}{dx} \right)$$

3. du phénomène de création et recombinaison de charges

La création de charges peut s'effectuer suivant différents processus :

- émission photonique
- champ électrique intense (phénomène d'avalanche)
- passage de la barrière de potentiel.

La recombinaison de charges en excès (charges libres minoritaires) suit une loi de décroissance exponentielle. Ainsi, pour une concentration initiale d'électrons en excès $n(0)$ dans un matériau de type P, la décroissance de cette concentration (de charges minoritaires) par recombinaison s'écrit

$$n(t) = n(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

où τ_e représente la durée de vie dans le matériau P (à ne pas confondre avec τ_n , temps de relaxation de l'électron dans un matériau conducteur).

La vitesse de recombinaison de l'électron est définie par la relation

$$v_e = \frac{\Delta n}{\tau_e}$$

v_e , en $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$

Δn , concentration d'électrons en excès

τ_e , durée de vie des électrons en s

Une relation identique est obtenue pour la recombinaison des trous en excès.

La recombinaison peut être directe, indirecte, radiative, non radiative. La durée de vie est alors très variable. Ainsi dans le silicium pur, $\tau_{e\text{max}} = 10^{-3}$ s. Si l'on adjoint quelques atomes d'or (appelés pièges recombinants), la durée de vie peut atteindre 10^{-9} s.

Remarque : Ce phénomène de durée de vie est primordial pour obtenir un blocage rapide des composants bipolaires (diodes, transistors, thyristors). C'est le phénomène de charges stockées.

3.5. Remarques générales

- A 0 K, le matériau de type N est un isolant parfait, car le cinquième électron lié à l'atome donneur n'a pas suffisamment d'énergie pour se mouvoir. Il en est de même pour un matériau de type P.
- La concentration en charges négatives pour un matériau de type N et en charges positives pour un matériau de type P correspond :

* à l'ionisation du matériau semi-conducteur jusqu'à 30 K en partant de l'isolant parfait,

* au nombre d'atomes donneurs ou accepteurs de 30 K à 500 K (225 C).

* au matériau intrinsèque $n = p = n_i$ au-delà de 500 K car le semi-conducteur dopé perd son individualité.

- Les dopants classiques des semi-conducteurs du groupe IV sont l'arsenic (groupe V) et le bore (groupe III).

- D'autres impuretés, ainsi que certains défauts cristallins peuvent jouer le rôle de donneur ou d'accepteur. De telles situations sont, dans certains cas, utiles (adjonction d'or permettant la disparition rapide des charges stockées dans les diodes et les transistors rapides) ou nuisibles (faible rendement lumineux des diodes électroluminescentes).

- Dans certaines opérations de dopage, celui-ci est successif (par exemple, dopage par diffusion). Le matériau contient des impuretés de type N (concentration N_D) et de type P (concentration N_A). Dans ces conditions:

* si $N_D > N_A$, alors $n = N_D - N_A \approx N_D$

* si $N_A > N_D$, alors $p = N_A - N_D \approx N_A$

La fabrication des monocristaux (#) de silicium peut s'effectuer de différentes manières :

* par tirage. A partir d'un germe de monocristal, on obtient un lingot cylindrique de plusieurs centimètres de diamètre. Le matériau semiconducteur peut être intrinsèque ou dopé,

* par croissance épitaxiale. Un gaz d'atomes de même nature que celle d'un support monocristallin est injecté, permettant une liaison cohérente d'une couche pouvant atteindre une épaisseur de mille à dix mille atomes,

* par jet moléculaire. Cette opération d'épithaxie s'effectue à basse température et sous très faible pression. Elle permet d'obtenir des couches monocristallines dont l'épaisseur minimale est celle de l'atome.

Les différents procédés de dopage:

* par tirage lors de l'élaboration du lingot,

* par alliage. Disposition d'une bille de matériau dopant sur le semi-conducteur. A température requise, ce matériau fond et diffuse,

* par croissance épitaxiale. Le gaz d'atomes est constitué du mélange d'atomes du matériau semi-conducteur et d'atomes d'impuretés. La surépaisseur obtenue est alors celle d'un matériau dopé,

* par implantation ionique. Cette opération consiste à bombarder le support semi-conducteur avec des atomes d'impuretés. Selon la valeur du champ électrique, ces atomes pénètrent plus ou moins profondément dans le cristal,

* par diffusion. On injecte un gaz neutre chargé d'impuretés en un point du cristal. Celles-ci diffusent suivant une concentration qui décroît exponentiellement. La longueur de diffusion dépend de la mobilité des porteurs et de la pureté du cristal. Cette opération s'effectue à 1 200°C pour le silicium.

Objet macroscopique obtenu par translation de la maille élémentaire dans les trois directions de l'espace. Les propriétés du cristal reflètent donc dans toutes les directions celles de l'édifice cristallin à l'échelle atomique. A la différence d'un poly cristal, il n'est constitué que d'un seul bloc.

Annexe. Densité des porteurs à l'équilibre thermodynamique. Niveau de Fermi

Le nombre maximum de particules de masse m ayant une énergie comprise entre E et $E + dE$ dans un volume unité, est appelé densité d'états $N(E)$. La densité d'états représente le nombre de "cases" disponibles sans tenir compte de leur occupation. En notant h la constante de Planck et E_0 l'énergie limite de la bande, le nombre d'états est donné par :

$$N(E) = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} (E - E_0)^{1/2}$$

En mécanique quantique, c'est la statistique de Fermi-Dirac qui est utilisée pour déterminer la probabilité d'occupation de chaque case :

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}$$

avec E : niveau d'énergie du point de calcul (en eV)

E_F , niveau de Fermi (en eV).

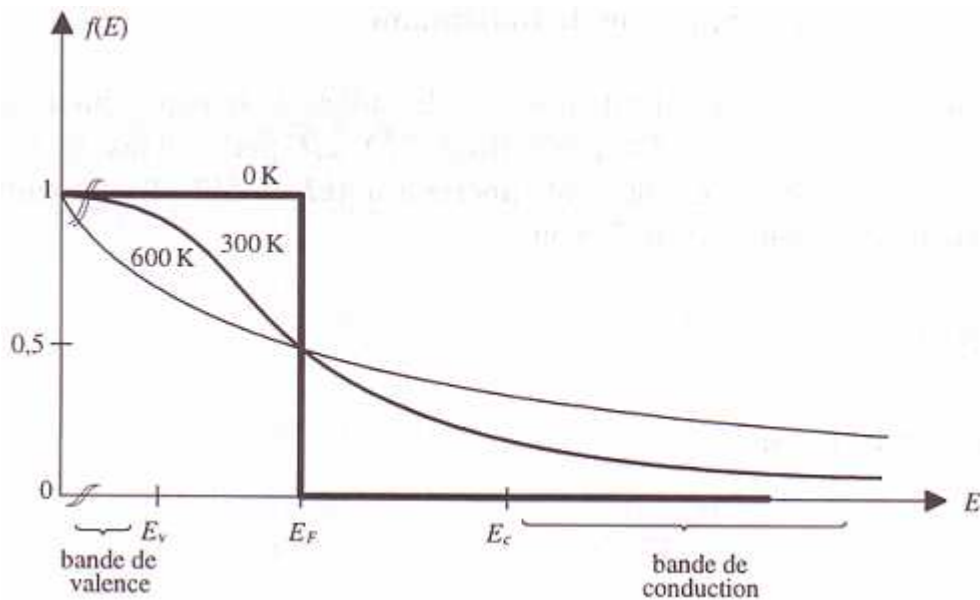
A très basse température, T proche du zéro absolu ($kT \approx 0$) :

- si $E < E_F$, l' $\exp(\)$ tend vers 0 et $f(E)$ tend vers 1
- si $E > E_F$, l' $\exp(\)$ tend vers l' ∞ et $f(E)$ tend vers 0

Le niveau de Fermi est une valeur fictive en-dessous de laquelle toutes les cases sont pleines, et au-dessus de laquelle elles sont toutes vides.

Ce niveau se trouve obligatoirement à l'intérieur de la bande interdite.

La probabilité d'occupation $f(E)$ est tracée sur la figure suivante, pour 3 valeurs de T :



Dans la bande de conduction, dans l'intervalle $[E, E+dE]$, le nombre de particules est donné par :

$$dn = N(E)f(E) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} \sqrt{E - E_C} f(E) dE$$

$$n = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} \int_{E_C}^{+\infty} \sqrt{E - E_C} f(E) dE$$

où m^* désigne la masse effective de la particule, la grandeur n et l'indice n de la masse effective, indiquent qu'il s'agit de particules négatives. La masse effective n'est pas la masse réelle de la particule. La masse réelle s'applique aux électrons totalement libres, alors que dans un semi-conducteur, un électron, même libre, subit des interactions avec le réseau cristallin. La masse effective tient compte des corrections apportées par le réseau qui gêne le passage de l'électron : elle est supérieure à la masse réelle.

Dans la bande de valence, la concentration en trous est obtenue par une expression similaire :

$$p = \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^*)^{3/2} \int_{-\infty}^{E_V} \sqrt{E_V - E} f(E) dE$$

Approximation de Boltzmann

Si le niveau de Fermi est situé vers le milieu de la bande interdite, il est assez éloigné de E_C et E_V . La probabilité $f(E)$ est petite dans la bande de conduction ; dès que $E - E_F$ devient supérieur à $4kT$ ou $5kT$, l'exponentielle devient dominante devant 1 d'où :

$$f(E) \approx \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right)$$

et dans la bande de valence :

$$1 - f(E) \approx \exp\left(-\frac{E_F - E}{kT}\right)$$

Ces approximations reviennent à prendre pour $f(E)$ une répartition de Boltzmann.

Cette répartition signifie que le nombre de cases est tellement grand pour le petit nombre de particules susceptibles de s'y placer, que l'on peut le considérer comme infini.

Le résultat des intégrations donne :

$$n = N_C \exp\left(\frac{E_F - E_C}{kT}\right) \text{ avec } N_C = 2\left(2\pi m_n^* \frac{kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}$$

$$p = N_V \exp\left(\frac{E_V - E_F}{kT}\right) \text{ avec } N_V = 2\left(2\pi m_p^* \frac{kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}$$

leur produit s'écrit :

$$np = N_C N_V \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) = n_i^2$$

L'avantage de ce produit est qu'il est constant à température donnée, de plus le niveau de Fermi n'intervient pas. Dans un matériau intrinsèque, chaque fois qu'un électron passe de valence à conduction, il apparaît un trou. Il existe autant de trous que d'électrons libres : $n = p$. On note n_i , ce nombre commun, l'indice i rappelant que le matériau est intrinsèque.

La relation $np = n_i^2$ reste valable si le matériau possède des impuretés car leur effet est de déplacer le niveau de Fermi. Cette relation s'appelle loi d'action de masse.

Niveau de Fermi d'un semi-conducteur intrinsèque

Dans le matériau intrinsèque, $n = p$, donc :

$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{3kT}{4} \ln \frac{m_p^*}{m_n^*}$$

On peut vérifier que si les masses effectives des particules sont égales, le niveau de Fermi se situe

au milieu de la bande interdite : $E_F = \frac{E_C + E_V}{2}$