

Bibliographie

Physics of 1/2 conducteurs Devices.

S.M. Sze Wiley International Edition.

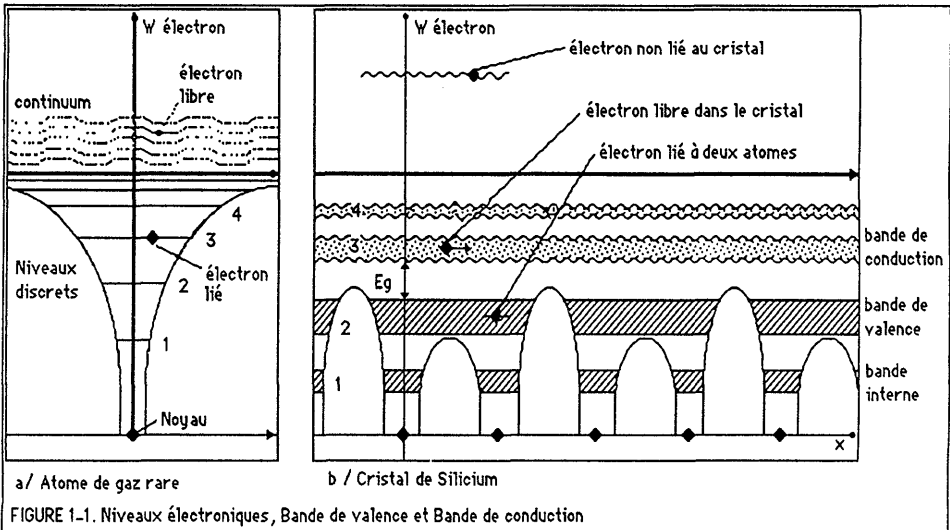
Dispositifs et Circuits Intégrés à 1/2 conducteurs.

A Vapaille et R. Castagné Dunod

1 LES SEMI-CONDUCTEURS.

1-1 Diagramme de bande, diagramme énergétique

Un atome seul possède un certain nombre de niveaux énergétiques discrets correspondant à l'occupation par les électrons d'orbitales "probabilistes" quantifiées. Dans un cristal, les couplages entre tous les atomes démultiplient chaque niveau discret en une "infinité infiniment proche" et confèrent au cristal une structure de bandes continues, isolées par des zones qui restent interdites. La figure 1-1 illustre cette transformation et permet d'introduire la notion de bande de conduction, bande de valence, électron de conduction (ou électron libre) et électron de valence (ou électron lié). Il est à remarquer que l'on peut donner une certaine interprétation géométrique à ce genre de diagramme énergétique ; en effet, si l'axe horizontal figure explicitement une direction du réseau cristallin, l'axe vertical (des énergies), peut représenter une distance moyenne radiale probable de l'électron au noyau au moins jusqu'à la bande de valence incluse.



Dans un isolant, l'énergie de "Gap" séparant la bande de valence et la bande de conduction est de plusieurs électrons-volts. Au zéro degré de température (0 K), la bande de conduction est vide. A température ambiante (300 K), l'énergie moyenne des électrons est de 25 mV et donc, par agitation thermique, très peu d'électrons parviennent à la bande de conduction. Dans un isolant, le nombre de porteurs libres reste donc très

faible.

En dehors des phénomènes de supraconductivité, même près du zéro degré absolu, la bande de conduction des métaux est partiellement pleine. Les électrons concernés sont libres d'aller dans tout le cristal sous l'influence d'un champ électrique, le milieu est donc conducteur, même à très basse température.

Dans un semi-conducteur, l'énergie de Gap E_g est de l'ordre de l'électron-volt, et la bande de conduction, qui est vide au zéro absolu, peut se remplir faiblement mais significativement à une température non nulle par exemple, à 300 K, pour le germanium, $E_g \# 0,72 \text{ eV}$ et la densité d'électrons libres n_i est de l'ordre de 10^{13} cm^{-3} . Pour le silicium, dans les mêmes conditions, $E_g \# 1,1 \text{ eV}$ et $n_i \# 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

La répartition énergétique des électrons d'un cristal semi-conducteur suit naturellement la statistique de Fermi et donc la densité de probabilité, pour un électron, de se trouver dans un état d'énergie W suit la loi :

$$f(w) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{w - w_f}{kT}\right)}$$

ou W_f désigne une énergie de normalisation dite "de Fermi".

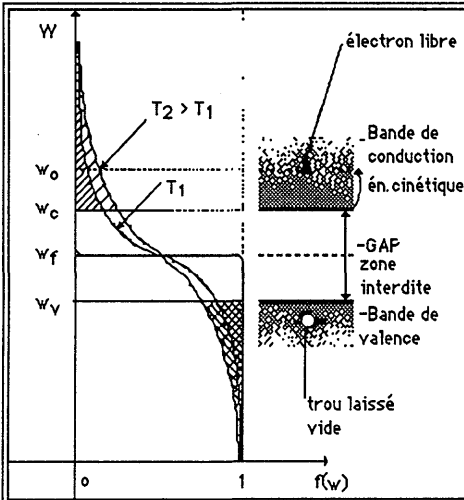


FIGURE 1-2. Densité des porteurs libres en fonction de leur énergie

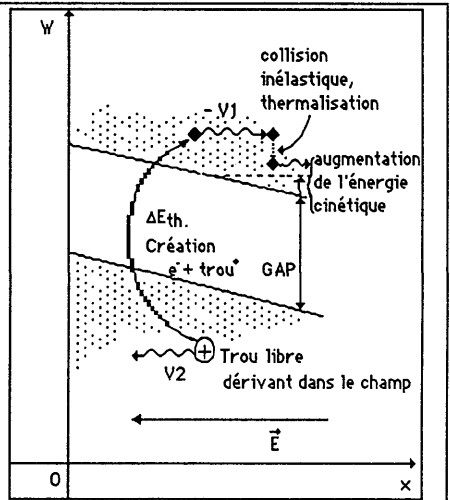


FIGURE 1-3. Effet d'un champs électrique sur l'énergie libre des électrons et trous. Les collisions conduisent à un écoulement visqueux.

De cette loi, on déduit la loi de densité des électrons libres, par un calcul intégral sur les électrons d'énergie supérieure à W_c (limite de la bande de conduction) :

$$n_{\text{libres}} = n_{w \geq w_c} = \frac{N_c}{\exp\left(\frac{w_c - w_f}{kT}\right)}$$

N_c est une constante de normalisation qui prend en compte le nombre d'états.

L'énergie libre, sous forme d'énergie cinétique, d'un électron libre d'énergie w_o ($\geq w_c$) est donnée par la différence $\Delta w_o = (w_o - w_c)$. La densité d'électrons libres d'énergie libre supérieure à Δw_o est donc une loi de type "Boltzmann" :

$$n_{w \geq w_c + \Delta w_o} = \frac{N_{\text{libre}}}{\exp\left(\frac{\Delta w_o}{kT}\right)}$$

1-2 Electrons et "trous"

Dans un semi-conducteur pur, dit "intrinsèque", les électrons libres sont créés par arrachement d'électrons de valence du réseau. Un électron libre laisse alors un "trou" vide. L'énergie thermique du cristal (des électrons libres en particulier) est utilisée dans l'échange énergétique de création d'une paire électron-trou. L'électron est alors dit "libre" parce qu'il peut se déplacer à énergie constante à travers le cristal. Remarquons alors que le trou laissé dans la bande de valence peut être comblé par un électron de valence voisin et de même niveau énergétique. Cet électron, en comblant ce trou, en crée malgré tout un autre sur l'atome d'où il vient. Ainsi, de comblement en comblement, un trou peut se déplacer dans le cristal d'atome en atome, comme s'il était libre. On peut modéliser ce trou par une pseudo-particule libre, de charge positive, ayant une masse, et réagissant au champ électrique. Ce trou peut donc participer à l'installation d'un courant électrique qui vient s'ajouter au courant d'électrons (Figure 1-3). La mobilité des électrons μ_n est différente de celle des trous μ_p aussi, en régime d'écoulement "visqueux", la densité de courant j dans un semi-conducteur, soumis au champ E est-elle donnée par :

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E} = q \cdot \vec{E} \cdot (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p)$$

σ est la conductivité, n et p sont respectivement les concentrations d'électrons et de trous. Bien sûr, pour un semi-conducteur intrinsèque (pur ou de concentration compensée en impuretés), les charges libres sont d'origine thermique et $n = p = n_i$ donc :

$$\sigma_i = q \cdot n_i \cdot (\mu_n + \mu_p)$$

Même en dehors de champs électriques appliqués, les porteurs libres sont animés d'une agitation thermique. Ils sont donc le siège de dérives, qui induisent de véritables courants électriques, s'ils sont soumis à un gradient de densité. Le flux de dérive est donné par la loi de Fick :

$$\vec{\Phi}_n = -D_n \cdot \vec{\text{grad}}(n)$$

où D_n désigne le coefficient de diffusion (relié à la mobilité et la température).

1-3 Semi-conducteur dopé

Le Silicium cristallise en un réseau cubique à face centrées (comme le diamant). Il appartient à la quatrième colonne du tableau de **Mendeleïef** donc chaque atome est relié à ses voisins par quatre liaisons covalentes. Chacun complète ainsi à huit le cortège électronique de sa couche de valence. Nous avons déjà vu que par agitation thermique, malgré tout, quelques liaisons sont cassées et que les électrons correspondants sont libres de se déplacer dans le cristal. Des "**trous**", vides d'électrons, sont situés dans la **bande de valence**. Ce sont des "quasi-particules", qui jouent un rôle identique aux **électrons libres** de la **bande de conduction**. Ils suivent la loi de Fermi ou plutôt "la différence à 1 de la loi de Fermi", applicable aux électrons. Leur répartition énergétique est alors donnée (figure 1-2), par la zone hachurée de "croisillons".

Nous avons vu que pour un semi-conducteur intrinsèque, les populations d'électrons libres (**n**) et de trous mobiles (**p**) sont égales. Or celles-ci suivent la même loi de répartition énergétique, symétrique par rapport au niveau de Fermi. Il faut donc que ce niveau de Fermi soit dans ce cas, situé au milieu du Gap (entre la bande de conduction et la bande de valence).

On peut, dans un cristal semi-conducteur, substituer à quelques atomes du réseau des atomes voisins dans la classification périodique ; par exemple substituer de l'**Arsenic** au Silicium. L'Arsenic a des dimensions atomiques proches de celles du Silicium, il peut s'intégrer dans le réseau cristallin, en respectant le même type de liaisons, mais comme il a, lui, cinq électrons périphériques, un électron ne peut participer au quatre liaisons covalentes du cristal, cet électron est de trop, il est de ce fait très peu solidaire du noyau d'Arsenic, un peu comme l'électron célibataire d'un alcalin. Pratiquement, et sauf près du zéro absolu, l'énergie thermique ambiante suffit à libérer cet électron dans le cristal. Un atome d'arsenic, dans un réseau semi-conducteur, sera donneur d'électron.

Si dans un semi-conducteur de silicium qu'on croyait intrinsèque et dont la densité atomique est de l'ordre de $10^{22}/\text{cm}^3$, subsistent des traces d'Arsenic, à raison d'une partie par milliard (1 mg dans une tonne), on aura donc une teneur en impureté de **As** de $10^{13}/\text{cm}^3$ en concentration, qui libèreront 10^{13} électrons/ cm^3 . Si l'on se souvient que la densité de porteurs libres du Silicium pur est de l'ordre de $10^{10}/\text{cm}^3$, on devine l'influence des impuretés sur les propriétés d'un semi-conducteur. Dès que cette influence sera dominante, on dira que le semi-conducteur est dopé.

Nous avons parlé de l'Arsenic, mais le **Bore** de la troisième colonne, joue un rôle symétrique. Les trois électrons périphériques forment dans un réseau cristallin de Silicium, quatre liaisons covalentes, dont une incomplète. Celle-ci, équivalente à une liaison qui aurait libéré un électron, joue le rôle d'un trou mobile. Le Bore est un accepteur, sa présence se traduira par un apport important de trous.

L'Arsenic est une impureté de **type n**, elle apporte des électrons, le semi-conducteur est alors dopé **n**. Le Bore est une impureté de **type p**, elle apporte des trous, le semi-conducteur est alors dopé **p**.

La présence simultanée d'un dopant n, et d'un dopant p, de même concentration active, s'entre-compense et le semi-conducteur restera de "qualité" intrinsèque, c'est à dire équivalent au cristal pur.

1-4 Loi d'équilibre de la densité des porteurs

La coexistence de trous et d'électrons dans un semi-conducteur, intrinsèque ou non, est due à l'équilibre statistique d'un mécanisme réversible de création de paires électron-trou par apport d'énergie thermique :



Si l'on admet que tous les électrons et les trous libres, quelle que soit leur origine, se mettent à l'équilibre thermodynamique en suivant une loi de Fermi, dont la "forme" ne dépend que de la nature du semi-conducteur et de sa température, on doit admettre qu'un apport extérieur de l'un des constituants de réaction, doit se traduire par un déplacement global de l'équilibre.

Ce déplacement nécessitera évidemment (figure 1-4) un glissement de la courbe de Fermi, si l'on veut que les densités finales d'électrons et de trous soient différentes.

Avec un semi conducteur intrinsèque,

$$w_{Fi} = \frac{w_c + w_v}{2}$$

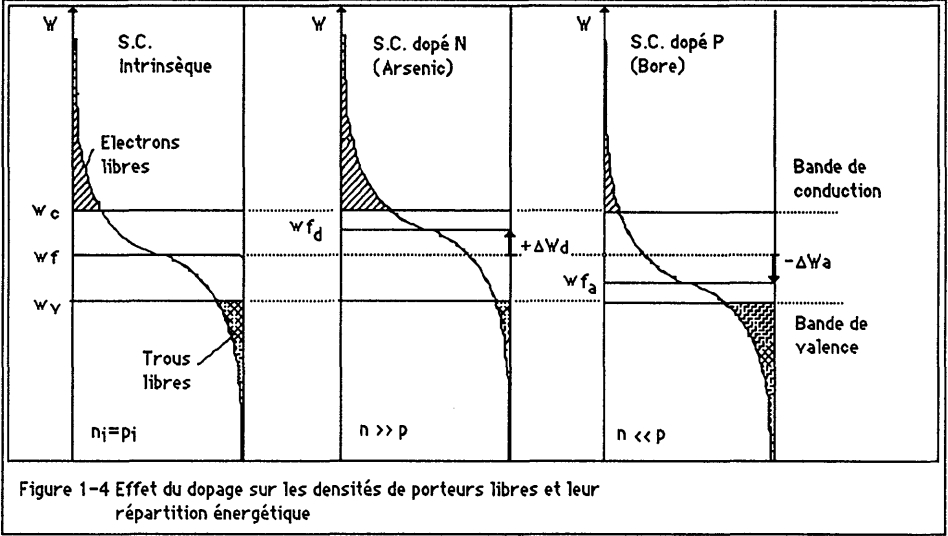
$$n_i = p_i = \frac{N_c}{\exp\left(\frac{w_c - w_v}{2kT}\right)} = \frac{N_c}{\exp\left(\frac{w_c - w_{fi}}{kT}\right)}$$

Supposons un semi-conducteur dopé **n** par N_d donneurs / cm³ ($N_d \gg n_i$) et soit n_n et p_n les densités d'électrons et de trous (libres) dans ce cas.

$$n_{\text{libre}} = n_n = \frac{N_c}{\exp\left(\frac{w_c - w_{fd}}{kT}\right)} \# N_d$$

Ecrivons N_d sous la forme :

$$N_d = n_i \cdot \exp\left(\frac{\Delta w_d}{kT}\right)$$



et interprétons le Δw_d . Si on écrit n_{libre} sous la forme :

$$n_{libre} = \frac{N_c}{\exp\left(\frac{w_c - \frac{w_c + w_v}{2} - \Delta w_d}{kT}\right)} \# N_d$$

on identifie immédiatement Δw_d au déplacement du niveau de Fermi, donc au glissement global de la courbe de Fermi (figure 1-4). On en déduit immédiatement qu'en première approximation :

$$p_n = n_i \cdot \exp\left(\frac{-\Delta w_d}{kT}\right)$$

et surtout que :

$$n_n \cdot p_n = n_i^2 = C^{ste}$$

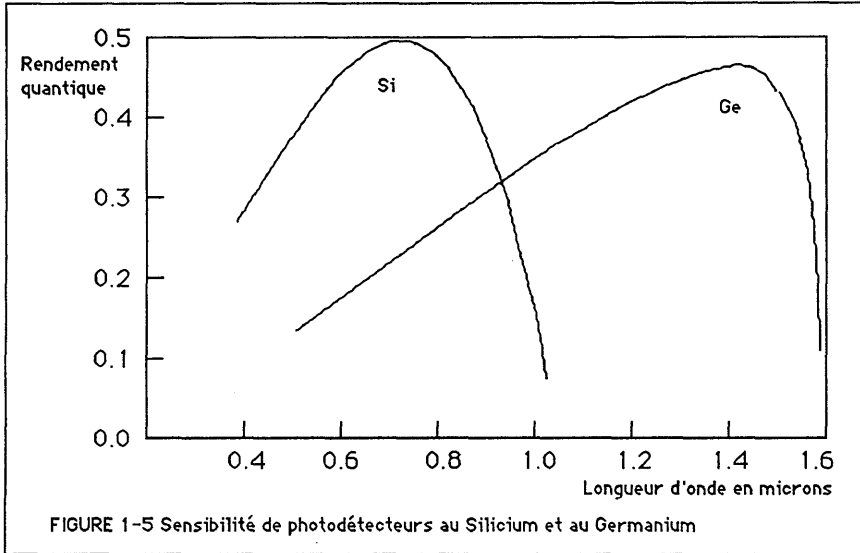
Le déplacement de la réaction équilibrée, par un apport extérieur, se fait selon une loi d'action de masse très classique en thermo-chimie. Le raisonnement serait évidemment valable pour un dopage p :

$$n_p \cdot p_p = n_i^2$$

1-5 Effets photo-électriques

Comme tous les matériaux, les semi-conducteurs interagissent avec les photons. L'absorption d'un photon d'énergie supérieure à l'énergie

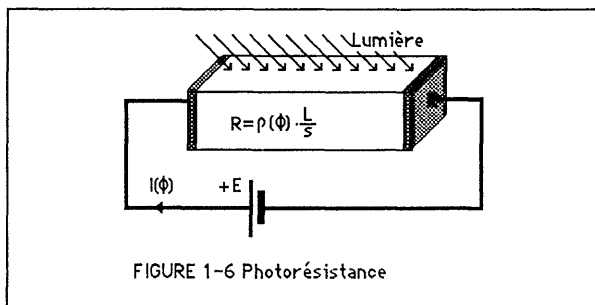
de gap se traduira par la création d'une paire d'électron/trou, donc la modulation de la densité des porteurs libres (figure 1-5).



A l'inverse, la recombinaison pourra entre autres phénomènes se traduire par l'émission cohérente ou non d'un photon. Ce deuxième mécanisme est malheureusement interdit pour le Silicium qui possède un gap indirect et ne se rencontre de fait que dans les semi-conducteurs composés tels que GaAs.

Le Silicium ne peut donc être commodément que photo-récepteur mais il peut l'être de deux manières : par un effet de photorésistance ou par un effet de photodiode. Le premier effet peut être précisé dès maintenant.

Un barreau de Silicium d'épaisseur suffisante et insolé par des photons de longueur d'onde inférieure à $1.1\mu\text{m}$ ($1.24/E_g$ en microns) va absorber ces photons et créer des paires de porteurs libres supplémentaires (Figure 1-6).



Soumis à un champ électrique transversal, par rapport au cas non éclairé,

ces porteurs ajoutés vont transporter un supplément de charge que l'on peut caractériser par un terme de gain obtenu en effectuant le rapport du supplément de charge électrique transportée au flux lumineux absorbé.

$$G = \Delta I / (e \cdot \Delta \Phi) = \tau_n / t_r$$

τ_n désigne la durée de vie moyenne des porteurs libres (habituellement entre 1 ms et 1 ns) et t_r le temps qui leur est nécessaire pour traverser le barreau. Dans ce phénomène, un gain supérieur à 1 est rendu possible par le fait que si une charge créée parvient au bout du barreau sans être recombinaisonnée, par effet électrostatique, elle permet à une autre charge de même nature de rentrer à l'autre extrémité du barreau et donc de poursuivre le transport d'électricité. Ceci dure jusqu'à ce que la charge "courante" soit recombinaisonnée. Ainsi lorsque $\tau_n > t_r$ un photon absorbé peut permettre le passage de nombreux électrons. On comprend ainsi que τ_n représente également la constante de temps de relaxation du phénomène et que si l'on favorise les conditions d'un gain fort, la résolution temporelle sera alors faible.