

5. LES SEMICONDUCTEURS

Un semiconducteur à température nulle est un isolant. Dans cet état, la bande de valence est complètement pleine, et la bande de conduction complètement vide. La bande interdite est la différence d'énergie entre le point le plus bas de la bande de conduction et le point le plus haut de la bande de valence. A température ordinaire des électrons sont excités thermiquement de la bande de valence vers la bande de conduction. Un phénomène identique peut être provoqué à basse température en illuminant le cristal avec une radiation électromagnétique d'énergie supérieure à la largeur de la bande interdite. La paire ainsi créée (électron dans une bande de conduction + place vide dans la bande de valence) joue un rôle fondamental dans la conduction du courant électrique. Ainsi, l'électron détaché d'une liaison covalente pour être placé dans la bande de conduction peut transporter un courant en présence d'un champ électrique parce qu'il y a des niveaux d'énergie très proches qui ne sont pas occupés. De même, le mouvement du manque d'électron dans la bande de valence correspond au déplacement d'une charge positive que l'on appelle un *trou*. Par ailleurs, l'expérience montre que la pureté des semiconducteurs détermine souvent leur comportement. La compréhension des états quantiques liés à la présence d'impuretés est donc essentielle. La maîtrise de la concentration en impuretés choisies, le "dopage", constitue l'outil principal dont dispose l'ingénieur pour les applications pratiques des semiconducteurs.

1. Schéma de bandes

Les cristaux semiconducteurs simples les plus importants sont le silicium et le germanium qui appartiennent à la colonne IV du tableau périodique. Il existe cependant une grande variété de semiconducteurs. Citons en particulier les semiconducteurs III-V (GaAs, AlAs, InSb, ...), composés d'éléments des colonnes III et V du tableau périodique ainsi que les semiconducteurs II-VI (ZnSe, CdTe, ...) composés d'éléments des colonnes II et VI du tableau périodique. Les semiconducteurs possédant une transition directe (GaAs, InSb, ...), avec des extrema de bandes situées au centre de la zone de Brillouin, permettent l'absorption de photons par transitions directes. Ce n'est pas le cas pour le Si ou le Ge, pour lesquels les minima et les maxima apparaissent en des points différents de la zone de Brillouin .

$\epsilon_g > 2 \text{ eV}$	$\epsilon_g \sim 1 \text{ eV}$	$\epsilon_g \sim 0.1 \text{ eV}$
isolant ou photoconducteur	semiconducteur typique	semiconducteur à bande interdite étroite
diamant, CdS, ZnO	Si, Ge, GaAs	Bi_2Te_3 , InSb

Table 5.1 - Largeur de la bande interdite de semiconducteurs et isolants électriques

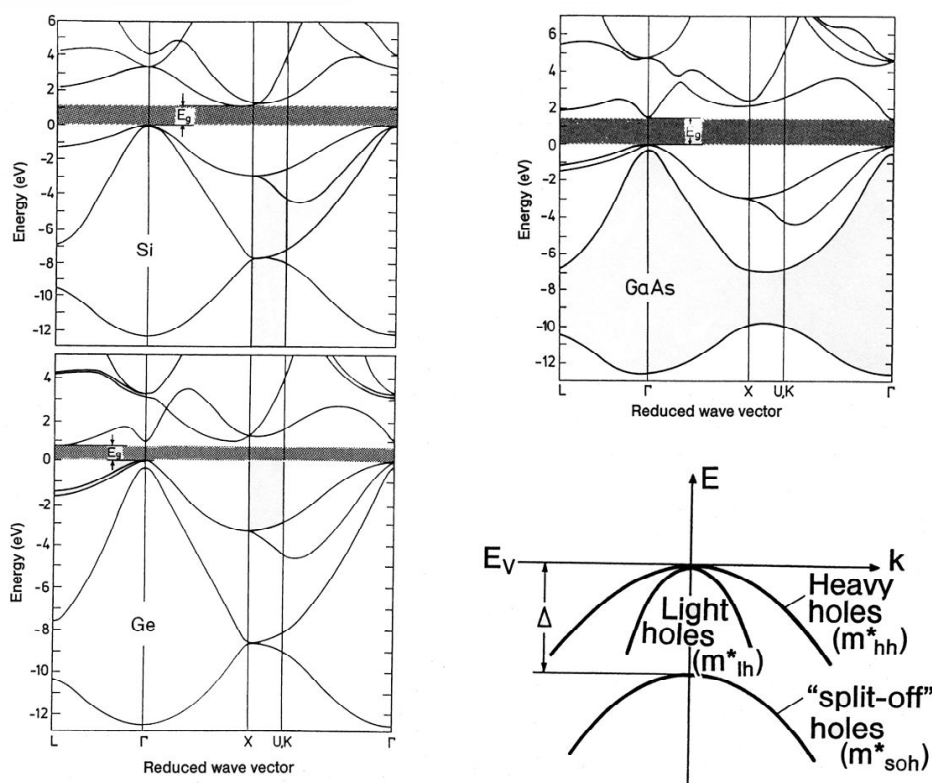


Figure 5.1 - Structure de bande du Si et Ge (semiconducteurs à bande interdite indirecte) et du GaAs (semiconducteur à bande interdite directe) ; en bas à droite, représentation schématique des limites de la bande de valence pour le Si et Ge, où se rencontrent deux bandes dégénérées de courbures différentes, donnant naissance aux trous « légers » et aux trous « lourds » ; la troisième bande est décalée vers le bas par le couplage spin-orbite.

Les propriétés électroniques des semiconducteurs sont déterminées principalement par les nombres, relativement faibles, d'électrons excités vers la bande de conduction et des trous excités dans la bande de valence. Les électrons ainsi excités occupent des états proches des minima de la bande de conduction, alors que les trous sont confinés dans le voisinage des maxima de la bande de valence. On peut dès lors écrire des relations $\epsilon(\mathbf{k})$ sous les formes quadratiques suivantes :

$$\begin{aligned}
\varepsilon(\mathbf{k}) &= \varepsilon_c + \hbar^2 \left(\frac{k_1^2}{2m_{1e}^*} + \frac{k_2^2}{2m_{2e}^*} + \frac{k_3^2}{2m_{3e}^*} \right) & (\text{électrons}) \\
\varepsilon(\mathbf{k}) &= \varepsilon_v - \hbar^2 \left(\frac{k_1^2}{2m_{1t}^*} + \frac{k_2^2}{2m_{2t}^*} + \frac{k_3^2}{2m_{3t}^*} \right) & (\text{trous})
\end{aligned} \tag{5.1}$$

Ainsi, les surfaces d'énergie constante autour des extrema ont une forme ellipsoïdale, et l'on peut, en général, les spécifier en donnant les axes principaux des ellipsoïdes, les 3 masses effectives (pour les électrons et pour les trous), et la position dans l'espace des \mathbf{k} , des ellipsoïdes. Pour GaAs et InSb, par exemple, les surfaces d'énergie au bas de la bande de conduction sont sphériques et on note une seule masse effective pour les électrons (très faible dans le cas de InSb). Au contraire, les bandes correspondant aux trous lourds et trous légers de ces semiconducteurs ne sont pas vraiment sphériques. Egalement, les extrémités des bandes de valence du Ge et du Si sont compliquées, caractérisées par 2 masses effectives très différentes pour les trous. Les limites des bandes de conduction dans le Ge se trouvent à des points L équivalents dans la zone de Brillouin et un peu avant les points X pour le Si. Les cristaux de Si et de Ge ont la structure du diamant. La première zone de Brillouin est l'octaèdre tronqué adapté au réseau de Bravais cubique à faces centrées (Fig.5.2). Les extrémités de bandes correspondent à des ellipsoïdes orientés selon les directions $\langle 111 \rangle$ et $\langle 100 \rangle$ dans la zone de Brillouin pour le Ge et le Si respectivement. Cela confère au Si, une masse longitudinale égale à $0.98m_e$ et une masse transversale égale à $0.19m_e$. Quelques valeurs de masses effectives sont rassemblées au tableau 5.2

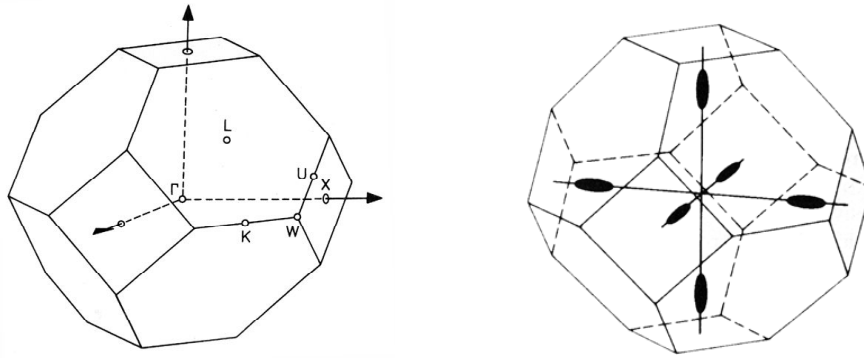


Figure 5.2 – Surface d'énergie constante proche des minima de la bande de conduction dans le Si. Il existe 6 poches ellipsoïdales dont les grands axes sont dirigés suivant les directions $\langle 100 \rangle$.

	ε_g (eV)	m_e^*/m	m_t^*/m
Ge	0,67	0.08-1.6	0.04-0.34
Si	1,10	0.19-0.98	0.16-0.5
GaAs	1,43	0.07	0.1-0.7
InSb	0.18	0.015	0.02-0.4

Table 5.2 - Masses effectives des électrons et des trous de divers semiconducteurs

Considérons maintenant le mouvement d'un trou dans un champ électrique E_x appliqué dans la direction des x positifs (figure 5.3). Selon (3.46), les électrons de la bande se déplacent suivant la loi :

$$\hbar \frac{dk_x}{dt} = -e E_x$$

et les k_x de ces électrons se modifient tous au même rythme. Dès lors, dans le cas considéré, Δk_x est négatif. L'état vacant, initialement en k_t se transporte d'abord en k'_t et par la suite en k''_t . Le trou se déplace donc, avec les électrons, dans la direction des k_x décroissants. Puisque $\partial\varepsilon/\partial k_x$ est positif, il en est de même de la vitesse du trou

$$v_t = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial\varepsilon}{\partial k_x}$$

Par conséquent, la vitesse du trou croît dans la direction du champ électrique. L'accélération d'un trou sous l'influence d'un champ électrique est donnée par

$$\dot{v}_t = \frac{e}{m_t^*} E_x$$

où m_t^* est la masse effective du trou. Comme le trou se comporte comme une particule de charge positive, il faut également lui attribuer une masse apparente positive

$$\left(\frac{1}{m_t^*} \right) = -\frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_x^2} \quad (5.2)$$

Remarquons que nous avons multiplié par -1 le membre de droite de (5.2) si bien que la masse effective du trou est positive près du haut de la bande de valence des semiconducteurs où la fonction $\varepsilon(k_x)$ présente une dérivée seconde négative.

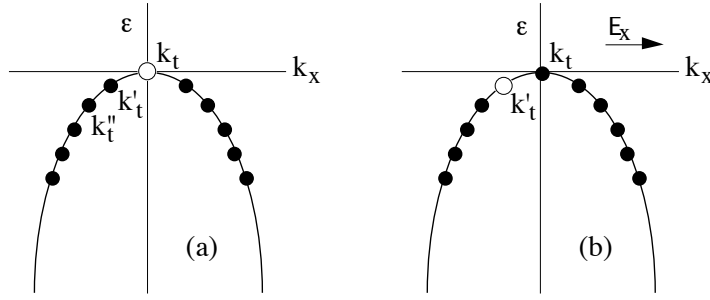


Figure 5.3 - (a) A l'instant $t = 0$, tous les états de bande de valence sont occupés, sauf k_t au sommet de la bande. (b) On applique un champ électrique E_x dans la direction des x positifs. La force agissant sur les électrons est dirigée dans le sens des k_x négatifs et le trou arrive en k'_t . Il prend donc des valeurs décroissantes de k_x , ce qui correspond à des vitesses positives croissantes.

Plus généralement, on définit la masse effective du trou sous sa forme tensorielle :

$$\left(\frac{1}{m_t^*} \right)_{\alpha\beta} = -\frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial k_\alpha \partial k_\beta}$$

Illustrons la notion de trou dans le cas de la photoconductivité. L'excitation optique d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction entraîne la création d'une paire électron-trou. Sous l'influence d'un champ électrique \mathbf{E} , les courants électriques de dérive de l'électron et du trou s'ajoutent pour un schéma de bandes standard où les masses effectives m_e^* des électrons et m_t^* des trous sont positives et isotropes. Les mouvements de l'électron et du trou en présence de \mathbf{E} sont donnés par :

$$m_e^* \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -e \mathbf{E} \qquad m_t^* \frac{d\mathbf{v}_t}{dt} = e \mathbf{E}$$

d'où une vitesse et un courant acquis pendant Δt :

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{v}_e &= -\frac{e \Delta t}{m_e^*} \mathbf{E} & \Delta \mathbf{v}_t &= \frac{e \Delta t}{m_t^*} \mathbf{E} \\ \Delta \mathbf{j}_e &= -e \Delta \mathbf{v}_e = \frac{e^2 \Delta t}{m_e^*} \mathbf{E} & \Delta \mathbf{j}_t &= \frac{e^2 \Delta t}{m_t^*} \mathbf{E} \end{aligned}$$

Les courants électriques de dérive de l'électron et du trou sont de même sens que \mathbf{E} , et, par conséquent, s'ajoutent. La figure 5.4 schématise ce résultat.

Il est évident que l'excès de porteurs libres doit disparaître lorsque la source de génération est supprimée. Divers mécanismes physiques peuvent assurer la *recombinaison* des porteurs. Dans le cas le plus simple, un électron libre se recombine avec un trou libre en

effectuant une transition directe de la bande de conduction vers une place vide de la bande de valence. L'énergie ainsi libérée est évacuée sous la forme d'un photon d'énergie $h\nu > \varepsilon_g$. Pour des mécanismes de recombinaison indirecte, de l'énergie est également transférée au réseau cristallin sous la forme de phonons, accentuant ainsi les vibrations du réseau.

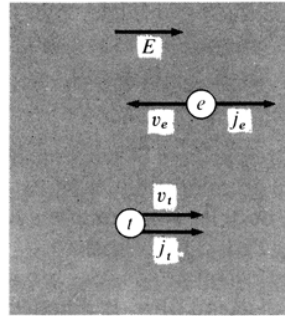


Figure 5.4 – Mouvement des électrons et des trous en présence d'un champ électrique.

2. Concentration en porteurs intrinsèques

Calculons la concentration en porteurs intrinsèques en fonction de la largeur de la bande interdite. En physique des semiconducteurs, le potentiel chimique μ est appelé niveau de Fermi. Un semiconducteur est par définition un isolant lorsque $T = 0$, ce qui implique qu'à cette température le niveau de Fermi se trouve dans la bande interdite. Aux températures qui nous intéressent, nous pouvons supposer que celui-ci se trouve éloigné du bord inférieur et supérieur de la bande interdite d'une valeur nettement supérieure à kT . Par conséquent, la fonction de distribution de Fermi-Dirac peut être approchée par une expression de type Maxwell-Boltzmann. Ceci donne pour les électrons, pour lesquels la probabilité d'occupation d'un état de la bande de conduction $f_e \ll 1$

$$f_e \approx e^{-(\varepsilon - \mu)/kT} \quad (5.3)$$

De même, on définit la probabilité qu'un état soit vide d'électron, donc contienne un trou

$$f_t = 1 - f_e$$

On a donc

$$f_t = 1 - \frac{1}{e^{(\varepsilon - \mu)/kT} + 1} = \frac{1}{e^{(\mu - \varepsilon)/kT} + 1} \approx e^{(\varepsilon - \mu)/kT} \quad (5.4)$$

La densité totale d'électrons n dans la bande de conduction se calcule à partir de la densité d'état $g_c(\epsilon)$ dans la bande de conduction

$$n = \int_{BC} g_c(\epsilon) f_e(\epsilon, T) d\epsilon = \int_{\epsilon_c}^{\infty} g_c(\epsilon) f_e(\epsilon, T) d\epsilon \quad (5.5)$$

De même, on calcule la densité totale de trous p dans la bande de valence à partir de la densité d'états $g_v(\epsilon)$ de la bande de valence :

$$p = \int_{BV} g_v(\epsilon) f_t(\epsilon) d\epsilon = \int_{-\infty}^{\epsilon_v} g_v(\epsilon) f_t(\epsilon, T) d\epsilon \quad (5.6)$$

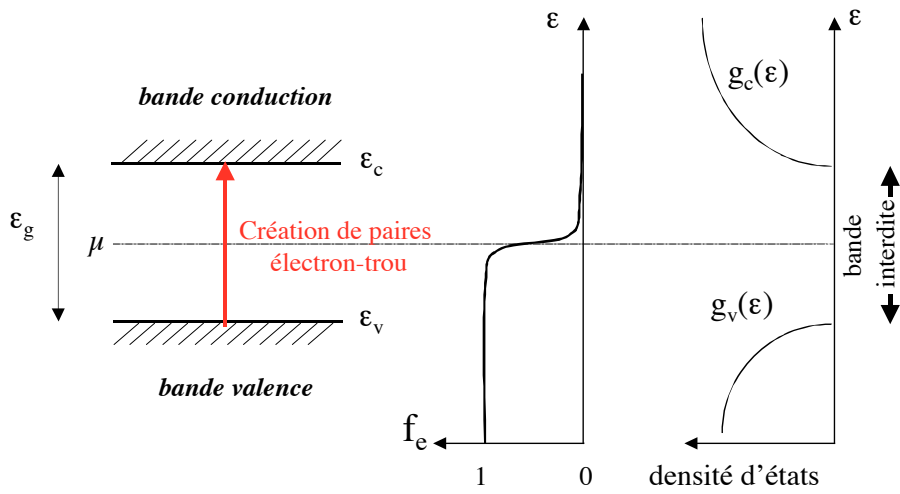


Figure 5.5 - Densité d'états dans le bas de la bande de conduction et dans le haut de la bande de valence; fonction de distribution de Fermi-Dirac pour $kT \ll \epsilon_g$ dans le cas d'un semiconducteur intrinsèque.

Dans le cas où les surfaces d'énergie constante sont des sphères (masse effective isotrope), la densité d'états au voisinage de ϵ_c se déduit directement de l'expression (4.4) pour l'électron libre, en substituant m^* à m

$$g(\epsilon) = \frac{(2m_e^*)^{3/2} \sqrt{\epsilon - \epsilon_c}}{2 \pi^2 \hbar^3} \quad (5.7)$$

Cette approximation est généralement valable au bas de la bande de conduction et proche du sommet de la bande de valence. Supposons que le niveau de Fermi soit à plusieurs fois kT en dessous de ϵ_c . Alors on peut utiliser (5.3) et (5.5)

$$n = \exp\left(\frac{\mu - \epsilon_c}{kT}\right) \int_{\epsilon_c}^{\infty} g_c(\epsilon) \exp\left(-\frac{\epsilon - \epsilon_c}{kT}\right) d\epsilon$$

A cause du facteur exponentiel dans l'intégrale, on peut étendre la borne supérieure à l'infini et utiliser l'expression (5.7) valable en principe seulement en bas de bande. En posant $x = (\varepsilon - \varepsilon_c)/kT$ et compte tenu de

$$\int_0^\infty \sqrt{x} e^{-x} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$$

on obtient la concentration d'électrons de conduction

$$n = N_c \exp \left(\frac{\mu - \varepsilon_c}{kT} \right) \quad (5.8)$$

avec

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (5.9)$$

On voit que N_c joue le rôle de la dégénérescence d'un état unique d'énergie ε_c . A température ordinaire, $N_c \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pour $m_e^* \sim m$. On l'appelle densité d'états effective de la bande de conduction. Remarquons cependant que N_c est fonction de la température.

On peut faire un calcul exactement similaire pour les trous dans la bande de valence. On obtient, une densité de trous

$$p = N_v \exp \left(\frac{\varepsilon_v - \mu}{kT} \right) \quad (5.10)$$

où N_v est la densité d'états effective de la bande de valence

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_t^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (5.11)$$

m_t^* étant la masse des trous.

Formons le produit np :

$$np = N_c N_v \exp \left(-\frac{\varepsilon_g}{kT} \right) = 4 \left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2} \right)^3 (m_e^* m_t^*)^{3/2} \exp \left(-\frac{\varepsilon_g}{kT} \right) \equiv n_i^2 \quad (5.12)$$

où n_i^2 joue le rôle d'une constante et l'indice i désigne le caractère intrinsèque. Il en résulte que le produit des concentrations d'électrons et de trous est une constante pour un semiconducteur donné, à une température donnée. Cette relation est valable même si le cristal n'est pas pur : si l'on introduit une impureté de type n , par exemple, le nombre p diminuera de manière que np reste constant. La seule hypothèse formulée jusqu'ici est que le semiconducteur est à l'équilibre thermique et que la distance du niveau de Fermi aux extrémités des 2 bandes est très supérieure à kT .

Dans le cas d'un semiconducteur intrinsèque (non dopé), trous et électrons sont en nombre égal puisqu'une excitation à travers la bande interdite crée simultanément un électron et un trou. Par conséquent,

$$n = p = n_i = p_i \quad (5.13)$$

soit, compte tenu de (5.8) et (5.10),

$$N_c \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon_c}{kT}\right) = N_v \exp\left(\frac{\varepsilon_v - \mu}{kT}\right)$$

On en tire la position du niveau de Fermi

$$\mu - \varepsilon_c = -\frac{1}{2} \varepsilon_g + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right) \quad (5.14)$$

Dans le cas de bandes simples (une seule masse m_t^* , une seule m_e^*),

$$\mu - \varepsilon_c = -\frac{1}{2} \varepsilon_g + \frac{3}{4} kT \ln\left(\frac{m_t^*}{m_e^*}\right) \quad (5.15)$$

On voit que pour un semiconducteur intrinsèque le niveau de Fermi reste proche du milieu de la bande interdite quelle que soit la température car $kT \ll \varepsilon_g$. Pour des densités d'états identiques dans les bandes de conduction et de valence ($m_e^* = m_t^*$), le niveau de Fermi est exactement situé au milieu de la bande interdite, quelle que soit la température. Par contre, si $m_e^* \neq m_t^*$, le niveau de Fermi présente une faible dépendance en température.

En reportant (5.15) dans (5.8) ou (5.10), on obtient les concentrations intrinsèques

$$n_i = p_i = 2 \left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} (m_e^* m_t^*)^{3/4} \exp\left(-\frac{\varepsilon_g}{2kT}\right) \quad (5.16)$$

Le tableau 5.3 donne la concentration intrinsèque à température ordinaire pour plusieurs semiconducteurs. La concentration atomique dans le silicium est de l'ordre de 10^{23} cm^{-3} . A température ordinaire, l'ionisation intrinsèque bande à bande est très faible, de l'ordre de 10^{-13} en concentration relative ($n_i \sim 1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$).

	$\epsilon_g \text{ (eV)}$	$n \text{ (cm}^{-3}\text{)}$
Ge	0,67	$2,4 \cdot 10^{13}$
Si	1,10	$1,5 \cdot 10^{10}$
GaAs	1,43	$5,0 \cdot 10^7$

Table 5.3 - Gap d'énergie et concentration intrinsèque en porteurs de charge pour Ge, Si et GaAs à 300K.

3. Dopage de semiconducteurs

Les impuretés jouent un rôle essentiel dans les semiconducteurs. En dehors de leur rôle de cible diffusant les électrons puisqu'elles brisent la périodicité du potentiel cristallin, elles fournissent la plupart des électrons libres. Un cristal de silicium pur, à température ordinaire, ne contient "naturellement", c'est-à-dire thermiquement, qu'une concentration relative de 10^{-13} électrons libres par atome. La présence d'impuretés peut accroître cette valeur de plusieurs ordres de grandeur.

Considérons un atome de phosphore (ou d'arsenic) remplaçant un atome de silicium dans un cristal (Fig.5.6a). Ce remplacement peut se faire aisément car les deux atomes ont sensiblement la même taille. L'atome de phosphore possède 5 électrons de valence. On peut alors considérer en première approximation que 4 de ces électrons, qui remplissent dans l'atome des états un peu semblables à ceux du silicium, vont participer à 4 liaisons covalentes avec les 4 atomes voisins, liaisons peu différentes de la liaison Si - Si. Ces quatre électrons participent donc à la bande de valence en remplacement des quatre électrons du silicium disparu. Mais il reste un électron, normalement retenu par l'atome de phosphore qui possède sur son noyau une charge $+e$ supplémentaire. Nous sommes donc en présence d'un "pseudo-atome de phosphore" dans le milieu qui est le semiconducteur. L'ionisation interne de ce système est le détachement de l'électron depuis son état lié au noyau de phosphore vers la bande de conduction.

Les atomes qui en s'ionisant peuvent donner un électron supplémentaire au cristal sont appelés *donneurs*. Comme nous allons le voir ci-après, son énergie d'ionisation est bien inférieure à l'énergie d'ionisation de l'atome de phosphore dans le vide qui est de l'ordre de 10 eV.

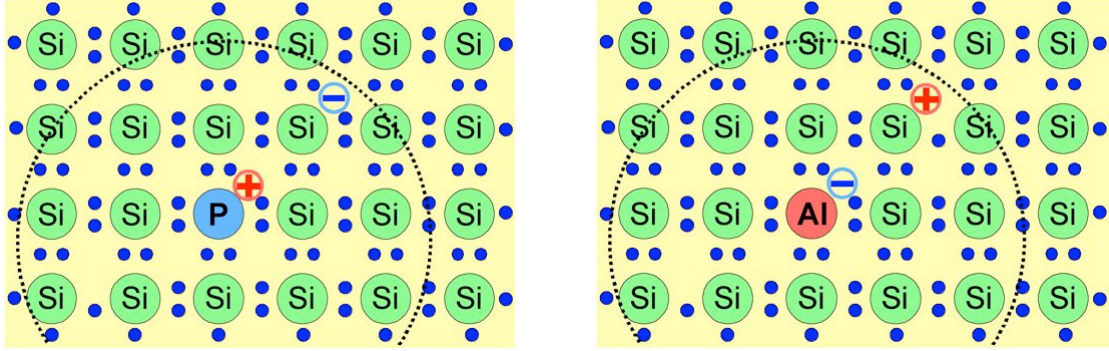


Figure 5.6 - Représentation schématique de l'effet d'un donneur (gauche) et d'un accepteur (droite) d'électrons dans le réseau du Si.

Considérons que l'on a affaire à un pseudo-atome hydrogénoïde où la force attractive vue par l'électron unique est $-e^2/4\pi\epsilon_0\epsilon_r r^2$ (ϵ_r est la constante diélectrique relative du milieu qui est de l'ordre de 10 et ϵ_0 est la permittivité du vide). Dans ce cas, l'hamiltonien s'écrit :

$$H = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m_e^*} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r}$$

et les valeurs propres de l'énergie sont :

$$\epsilon_n = \frac{m_e^*}{(4\pi\epsilon_0\epsilon_r)^2} \frac{e^4}{2\hbar^2 n^2} = \frac{m_e^*}{m} \frac{1}{\epsilon_r^2} \frac{R_\infty}{n^2} \quad (5.17)$$

où $n = 1, 2, 3, \dots$ et $R_\infty = 13.6$ eV est la constante de Rydberg. Egalement, on voit que l'énergie de liaison ϵ_1 du fondamental est très fortement réduite car $\epsilon_r = 16$ pour le germanium et 11.7 pour le silicium; de plus, $m_e^*/m \sim 0.2$ pour le germanium et 0.4 pour le silicium. Ce modèle très simple prévoit donc une énergie d'ionisation de 0.01 eV dans le germanium et de 0.04 eV dans le silicium, indépendante de la nature du donneur pour les éléments de la colonne V (P, As, Sb, Bi). Par conséquent, le donneur occupe un niveau dont l'écart à la bande de conduction est faible devant le "gap" : on dit qu'il s'agit d'un niveau donneur peu profond. Ainsi, ces impuretés s'ioniseront à des températures plus faibles que celles nécessaires pour l'ionisation intrinsèque entre bande de valence et bande de conduction.

Le rayon de Bohr de l'orbite de nombre quantique n vaut :

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2 4\pi \epsilon_0 \epsilon_r}{e^2 m_e^*} = n^2 a_B \left(\frac{m}{m_e^*} \right) \epsilon_r \quad (5.18)$$

où $a_B = 0.53 \text{ \AA}$ est le rayon de la première orbite de Bohr de l'atome d'H. La taille de l'orbite est donc typiquement d'un ordre de grandeur supérieure à la distance interatomique.

On peut raisonner de façon similaire si l'on considère une impureté substitutionnelle du groupe III de la classification périodique (B, Al, Ga, In, Tl). Les atomes du groupe III ont seulement 3 électrons de valence. Donc, pour remplir tous les états de valence et réaliser par exemple 4 liaisons Al - Si un électron doit être pris dans une liaison Si - Si voisine. Pour cette raison, un élément substitutionnel de la colonne III dans un semiconducteur de la colonne IV est un *accepteur*. L'électron pris dans la liaison Si - Si appartenait à la bande de valence, il laisse à sa place un trou. Après la capture de cet électron l'ensemble (atome de bore + électron capté) est chargé négativement et attire le trou libre. C'est ce qui est montré sur la figure 5.6b. L'état lié ainsi constitué est l'état de plus faible énergie du système. L'accepteur est alors neutre, puisque l'électron capté pour satisfaire la liaison et le trou localisé près du bore forment un système de charge totale nulle. Il faut fournir de l'énergie pour dissocier cet accepteur neutre mais, pour les mêmes raisons que dans le cas des donneurs, l'énergie de liaison du trou avec le centre chargé de l'impureté est faible. Elle est donnée par l'expression (5.17) où l'on doit remplacer la masse effective de l'électron par la masse effective du trou. A très basse température, le trou restera fixé sur une orbite hydrogénoïde et le cristal ne sera pas conducteur, mais à température ordinaire le système sera ionisé et le cristal possèdera un trou libre dans la bande de valence pour chaque élément de la colonne III présent dans le cristal. Alors, le centre Al sera chargé négativement à cause de l'électron capté.

	P	As	Sb		B	Al	Ga	In
Si	45	49	39	Si	45	57	65	16
Ge	12	12.7	9.6	Ge	10.4	10.2	10.8	11.2

Table 5.4 - Energies d'ionisation $\epsilon_C - \epsilon_D$ ($\epsilon_A - \epsilon_V$), en meV, pour des donneurs (accepteurs) d'électrons dans Si et Ge.

Le tableau 5.4 donne les valeurs expérimentales des énergies d'ionisation de donneurs (à gauche) et d'accepteurs (à droite) dans le germanium et le silicium.

On représente les niveaux d'énergie liés à la présence des donneurs et des accepteurs de la façon suivante, illustrée sur la figure 5.7. Le niveau ϵ_D est placé au dessous du minimum

ϵ_C de la bande de conduction. Le niveau ϵ_A , niveau lié d'un trou, est placé à une énergie légèrement supérieure au sommet de la bande de valence. Ceci correspond au fait qu'il faut fournir à un électron de la bande de valence une énergie $\epsilon_A - \epsilon_V$ pour qu'il compense le trou lié à l'accepteur, ionisant ainsi l'accepteur et créant un trou libre.

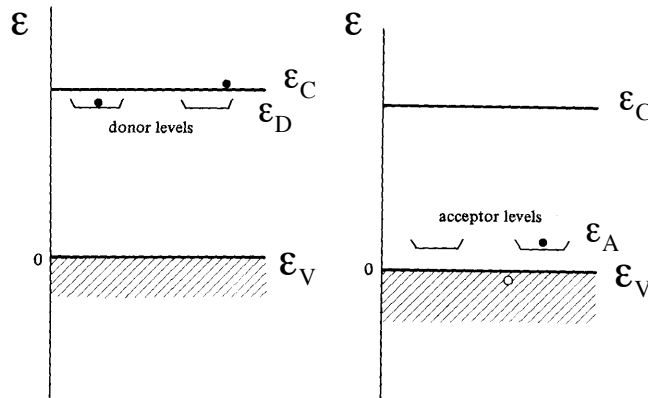


Figure 5.7 - Représentation des niveaux donneurs et accepteurs d'électrons par rapport aux extrema des bandes de conduction et de valence.

Nous avons ici discuté l'effet d'impuretés substitutionnelles, donneurs ou accepteurs, en faible densité, dans la matrice semi-conductrice. Elles donnent naissance à un niveau discret dans la bande interdite. On conçoit que si la concentration, en donneurs par exemple, devient suffisamment forte pour que les orbitales se touchent, les électrons des donneurs vont être délocalisés dans le cristal, même à basse température. Ceci se produit pour une concentration \bar{N}_D de donneurs telle que $(4\pi/3)r_1^3\bar{N}_D \approx 1$. Le cristal est alors conducteur à toute température. On a donc en fonction de la concentration une transition isolant-métal : par exemple pour $N_D < \bar{N}_D = 6.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ le silicium est isolant à basse température, au-delà il est conducteur. La présence de nombreux donneurs aboutit à un élargissement du niveau ϵ_D , qui arrive à ne plus être séparé de la bande de conduction. Il s'est constitué une "bande d'impuretés".

4. Concentration de porteurs libres à l'équilibre thermique des semiconducteurs dopés

Considérons un semiconducteur dopé de type n contenant une concentration N_D de donneurs dont l'énergie d'ionisation est ϵ_d , mais d'autre part parfaitement exempt d'accepteurs ($N_A = 0$). Pour des températures proches de zéro, les électrons sont dans les états de plus faible énergie et donc liés sur les centres donneurs et dans la bande de

valence. Le niveau de Fermi est donc situé entre le niveau ϵ_D et le bas de la bande de conduction.

En élevant quelque peu la température, les donneurs vont progressivement s'ioniser. Le calcul de la concentration d'équilibre des électrons de conduction dans le cas de donneurs ionisés est analogue à celui effectué dans un paragraphe précédent. Pour $kT \ll \epsilon_d = \epsilon_C - \epsilon_D$, on trouve d'après (5.16) :

$$n \propto \exp\left(-\frac{\epsilon_d}{2kT}\right) \quad (5.19)$$

Supposons que la température soit suffisamment élevée tous les donneurs soient ionisés. Le nombre d'électrons de conduction est alors égal à N_D , indépendamment de la température

$$n \sim N_D \text{ et } p \ll n$$

C'est le régime dit de saturation. Par analogie avec (5.14), on trouve le niveau de Fermi :

$$\mu - \epsilon_c = -\frac{1}{2}\epsilon_d + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_D}{N_c}\right) \quad (5.20)$$

On voit que si N_D est de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} , le niveau de Fermi est abaissé de l'ordre de $13\text{meV} * (\ln 10^{-5}) \sim -0.15 \text{ eV}$ à température ordinaire par rapport à $T=0$. Par conséquent, il se situe bien en dessous de ϵ_D et ceci pour une grande gamme de température.

Il est clair qu'à partir d'une température plus haute, qui dépend de la concentration en donneurs, l'ionisation intrinsèque n'est plus négligeable. Dans ce cas, le nombre d'électrons est donné par

$$n = N_D + p \quad (5.21)$$

Cette relation exprime que les électrons qui peuplent la bande de conduction proviennent des donneurs et de la bande de valence (Fig.5.8). Toutefois, le rapport du nombre d'électrons au nombre de trous reste très grand. On peut estimer le nombre de trous à partir de la relation (5.12)

$$p \approx \frac{n_i^2}{N_D}$$

où $n \sim N_D$. Le rapport du nombre d'électrons au nombre de trous est

$$\frac{n}{p} \approx \frac{N_D^2}{n_i^2} \quad (5.22)$$

Pour $N_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $n/p \sim 10^8$ pour le silicium. Pour cette raison, les électrons sont appelés porteurs majoritaires et les trous porteurs minoritaires. Un cristal de silicium comportant ainsi des donneurs est appelé silicium *de type n*, parce que le courant électrique y est porté par des électrons, porteurs négatifs, très majoritaires devant les trous. On dit aussi qu'il est *dopé n*.

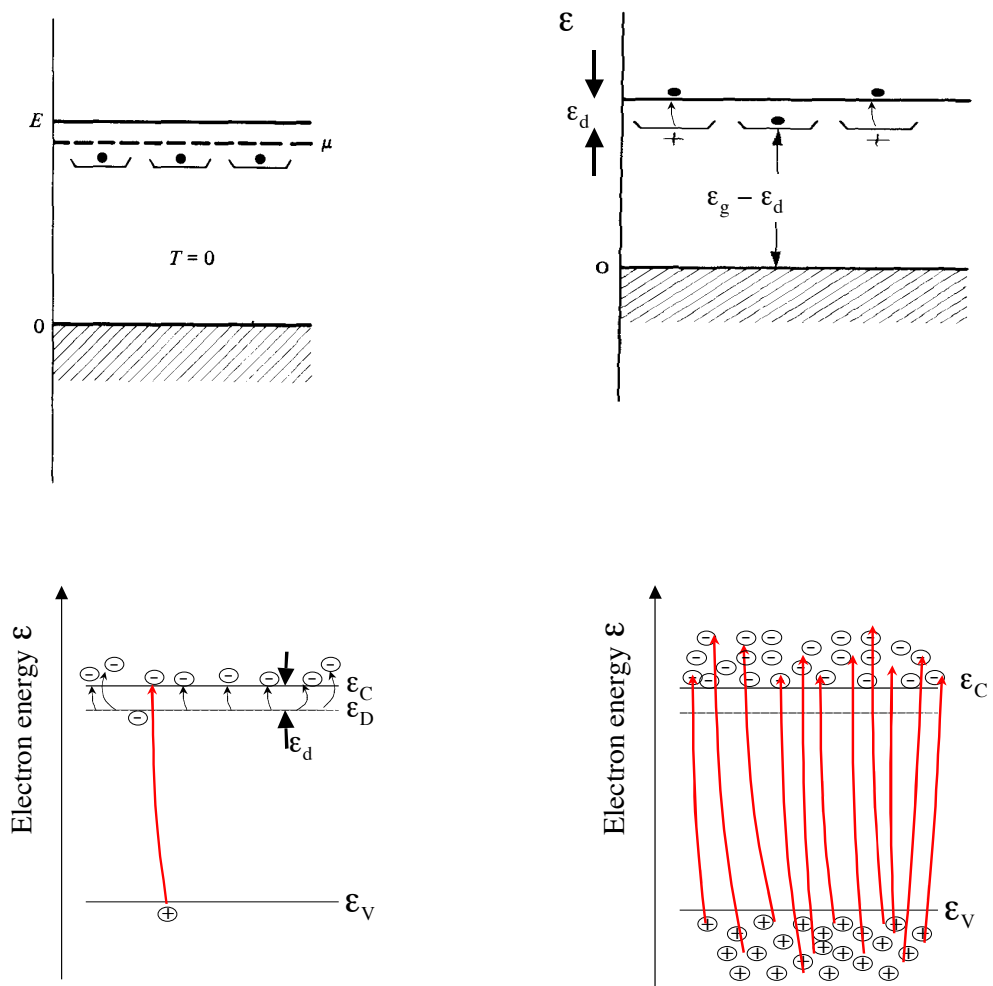


Figure 5.8 - Création de porteurs libres dans un semiconducteur dopé n à partir d'excitations intrinsèques et extrinsèques ; situation à $T=0$ et à des températures croissantes

Finalement, pour des températures encore plus élevées, on retrouve le régime intrinsèque. La figure 5.8 résume les différentes situations du semiconducteur dopé n tandis que la

figure 5.9 montre les dépendances en température du niveau de Fermi et de la densité électronique dans la bande de conduction.

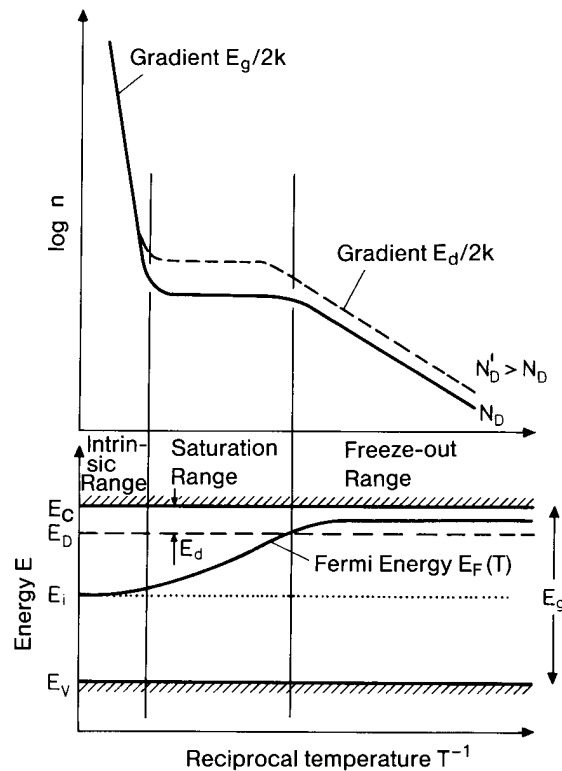


Figure 5.9 - (a) Dépendance en température de la concentration d'électrons dans la bande de conduction d'un semiconducteur de type n pour 2 concentrations en atomes donneurs $N'_D > N_D$.
(b) Dépendance en température du niveau de Fermi dans le même semiconducteur.

Nous n'envisagerons pas le cas du semiconducteur dopé par des impuretés "acceptrices" en concentration N_A , par exemple du bore dans le silicium (Fig. 5.6b). Nous trouverions qu'à température ordinaire les acceptrices sont ionisées et que le nombre de trous dans la bande de valence est égal à N_A . Dans ce cas, ce sont les trous qui sont les porteurs majoritaires, les électrons étant minoritaires (Fig. 5.10). Le semiconducteur est *dopé p* et se comporte, vis à vis de l'effet Hall par exemple (voir chapitre 6), comme si le courant était transporté par des porteurs "positifs". Il y a une grande symétrie entre les propriétés des cristaux dopés n et des cristaux dopés p.

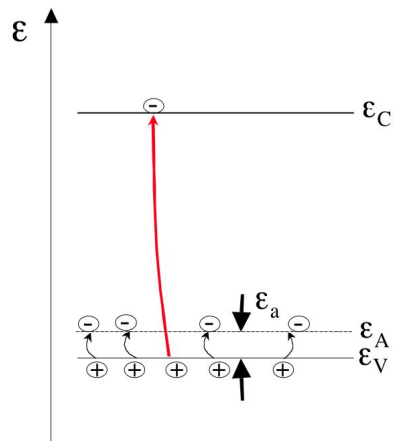


Figure 5.10 - Création de porteurs libres dans un semiconducteur dopé p à partir d'excitations intrinsèques et extrinsèques

La figure 5.11 compare les concentrations en porteurs libres dans les métaux, semi-métaux et semiconducteurs dopés.

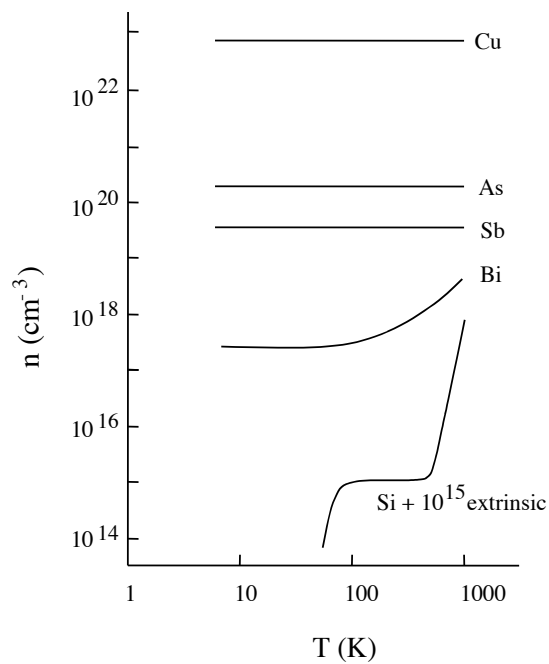


Figure 5.11 – Variation en température de la concentration de porteurs libres dans un métal, les semi-métaux du groupe V et un semiconducteur dopé

5. Quelques dispositifs à base de semiconducteurs

a) La jonction p-n

Considérons au sein d'un même cristal semiconducteur la juxtaposition d'une région dopée p et d'une région dopée n (Fig. 5.12a). La densité d'impuretés est respectivement N_A et N_D . Du côté p (n) de la jonction, il y a des trous (électrons) libres et une concentration égale d'atomes d'impureté accepteurs (donneurs) qui maintiennent la neutralité électrique.

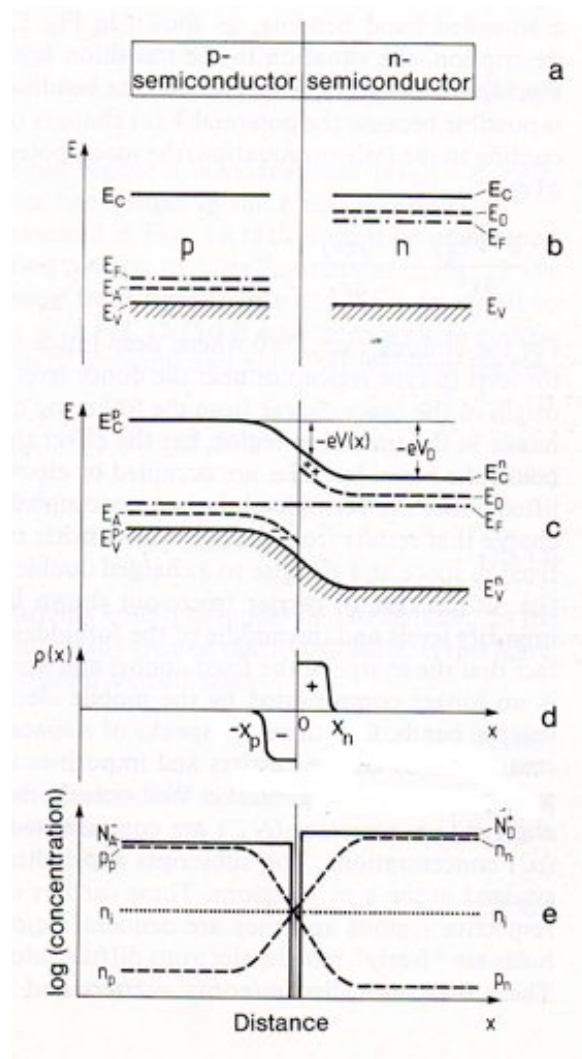


Fig 5.12 - Représentation schématique d'une jonction p-n à l'équilibre thermodynamique: (a) un cristal semiconducteur formé d'une région dopée p et d'une région dopée n. (b) Schéma de bande pour les 2 régions isolées. (c) Schéma de bande à l'équilibre pour les 2 régions en contact. (d) Zone de charge d'espace due aux impuretés ionisées. (e) Variation des concentrations de trous (p_p et p_n) et d'électrons (n_p et n_n) de part et d'autre de la jonction ; n_i désigne la concentration intrinsèque en porteurs libres.

La figure 5.12b montre la situation à l'équilibre thermique lorsque les deux régions sont séparées : chaque région a un niveau de Fermi positionné à une énergie différente. Lorsqu'on met en contact ces deux régions, le système global tend vers un état d'équilibre thermodynamique, où il n'y a plus qu'un niveau de Fermi (Fig. 5.12c). Cet équilibre peut toujours être atteint, du moment que des électrons et/ou des trous peuvent être échangés entre les 2 parties du système. Si nous supposons qu'il n'y a au début aucun champ électrique à travers la jonction, les trous ont tendance à diffuser de la région p vers la région n pour remplir le cristal uniformément. Il en est de même pour les électrons concentrés du côté n. Mais la diffusion supprimerait la neutralité électrique. En effet, les trous laissent derrière eux, sur un côté de la jonction, des ions accepteurs chargés négativement, tandis que les électrons laissent derrière eux des ions donateurs positifs. Cette diffusion initiale provenant des gradients de porteurs donne naissance à une couche dipolaire électrostatique (dite zone de charge d'espace ou zone de déplétion) à la jonction, d'une largeur typiquement de l'ordre de 10^2\AA à 10^4\AA , dans laquelle les porteurs mobiles ont quasiment disparu si bien que ne restent plus que les noyaux des accepteurs (-) dans la région p et les noyaux des donateurs (+) dans la région n (Fig. 5.12d). Il en résulte un champ électrique dirigé de n vers p qui empêche la diffusion et maintient le gradient de concentration. Les concentrations d'électrons et de trous dans les zones p et n sont représentées schématiquement à la Fig. 5.12 (e).

Supposons une jonction p-n abrupte et que la transition entre la zone de déplétion et la zone neutre se fait également de façon abrupte. Ces approximations nous permettent d'envisager un modèle simple unidimensionnel. Nous supposons que la densité de charge d'espace est donnée par la figure 5.13a. Calculons le champ électrique $E(x)$ dans la région de charge d'espace à l'aide de l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{dE(x)}{dx} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (5.23)$$

où ϵ_r est la constante diélectrique relative et ϵ_0 la permittivité du vide. Nous admettons que le champ électrique est nul dans les zones neutres. Une première intégration de l'équation de Poisson donne :

$$E(x) = \begin{cases} \frac{-e N_A (x + x_p)}{\epsilon_0 \epsilon_r} & -x_p < x < 0 \\ \frac{e N_D (x - x_n)}{\epsilon_0 \epsilon_r} & 0 < x < x_n \end{cases}$$

Ce champ électrique s'oppose donc à une diffusion ultérieure à travers la jonction maintenant une distribution inhomogène de la densité des électrons et des trous. Si V_{p0} et V_{n0} sont respectivement les potentiels dans les zones neutres p et n, on obtient par une seconde intégration

$$V(x) = \begin{cases} V_{p0} + \frac{e N_A (x + x_p)^2}{2\epsilon_0 \epsilon_r} & -x_p < x < 0 \\ V_{n0} - \frac{e N_D (x - x_n)^2}{2\epsilon_0 \epsilon_r} & 0 < x < x_n \end{cases}$$

La jonction p-n est en état d'équilibre lorsque la force électrostatique exercée sur chaque porteur équilibre la force statique de diffusion. Puisque le champ électrique $E(x)$ dérive d'un potentiel interne $V(x)$, chaque porteur libre possède en plus de l'énergie provenant du potentiel cristallin, une énergie potentielle liée à l'existence d'une région de charge d'espace. Ceci explique la courbure des bandes d'énergie montrée à la figure 5.12c.

La continuité du champ électrique et du potentiel électrostatique est assurée aux points $-x_p$ et x_n ainsi qu'à la jonction métallurgique $x = 0$. Dès lors, on obtient :

$$\begin{aligned} N_A x_p &= N_D x_n \\ \frac{e (N_A x_p^2 + N_D x_n^2)}{2 \epsilon_0 \epsilon_r} &= V_{n0} - V_{p0} = V_D \end{aligned}$$

où V_D est le potentiel de contact. On déduit :

$$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{e} \frac{V_D N_D}{N_A (N_A + N_D)}} \quad \text{et} \quad x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{e} \frac{V_D N_A}{N_D (N_A + N_D)}}$$

et la largeur totale de la zone de charge d'espace vaut

$$x_p + x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{e} \frac{V_D (N_A + N_D)}{N_A N_D}}$$

Dans le cas d'une jonction abrupte en Si, on obtient, avec $N_A \sim N_D \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $V_D \sim 0.8\text{V}$, $x_p + x_n \sim 0.5 \mu\text{m}$. Le champ maximum se situe à la jonction métallurgique et vaut

$$E_{\max}(x=0) = - \sqrt{\frac{2e}{\epsilon_0 \epsilon_r} \frac{V_D N_D N_A}{(N_A + N_D)}} = - \frac{2V_D}{x_p + x_n}$$

En prenant les données ci-dessus, on obtient une valeur de $3 \cdot 10^6 \text{ V/m}$.

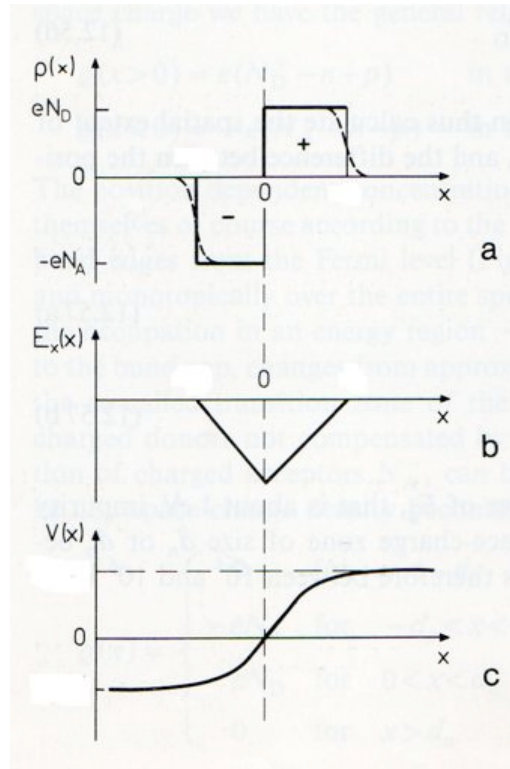


Fig 5.13 - Modèle pour une jonction p-n abrupte à l'équilibre thermodynamique:
(a) zone de charge d'espace (b) champ électrique (c) potentiel électrostatique

En réalité, l'équilibre thermique est caractérisé par la balance exacte de 2 courants égaux et opposés. Illustrons ceci dans le cas des trous (un même raisonnement peut être appliqué aux électrons). Le gradient de concentration des trous est à l'origine du premier courant, celui-ci tendant à égaliser la densité des trous de part et d'autre de la jonction.

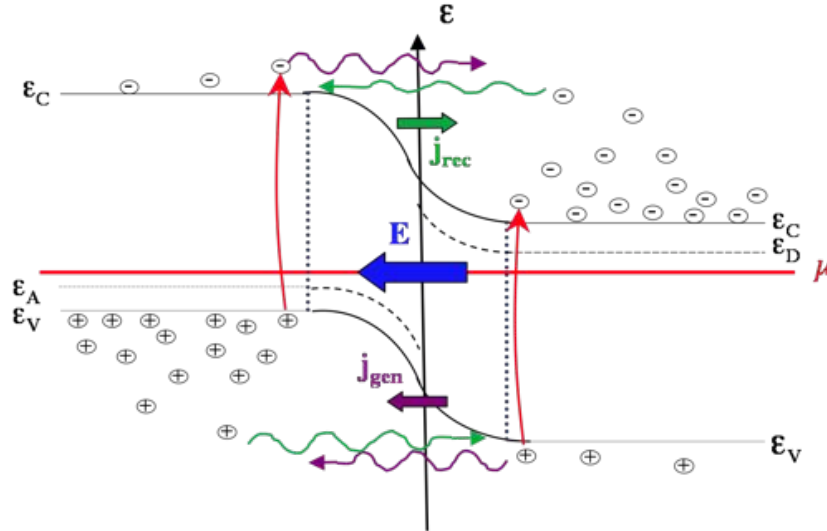


Fig 5.14 - Répartition des porteurs libres et des courants de génération (violet) et de recombinaison (vert) dus aux électrons et aux trous dans les régions p et n

Malgré la présence du champ électrique, quelques trous auront l'énergie suffisante pour franchir la barrière provoquant une faible circulation de trous de la région p, où ils sont majoritaires, vers la région n. Leur nombre est proportionnel à $\exp(-eV_D/kT)$. Compte tenu du fait que les trous disparaissent dans la région n par recombinaison avec les électrons (avec émission simultanée de phonons ou de photons), ce courant de diffusion pour les trous j_{rec}^p , est appelé *courant de recombinaison*. On notera que la distance sur laquelle un trou diffuse pendant sa durée de vie (c'est-à-dire avant de subir une recombinaison) est grande comparativement à l'épaisseur de la couche dipolaire de jonction. Cette distance, appelée la longueur de diffusion des trous dans la région p, est typiquement de l'ordre de 10-1000 μm . Cette circulation d'électrons sera équilibrée par les trous qui apparaissent continuellement dans la région n (où ils sont minoritaires) suite à l'excitation thermique d'électrons de la bande de valence vers la bande de conduction et qui diffusent vers la région p en raison du champ électrique intense associé à la zone de déplétion. Ce courant de dérive pour les trous j_{gen}^p , est appelé *courant de génération*. A l'équilibre, on a :

$$j_{gen}^p + j_{rec}^p = 0 \quad (5.24)$$

sinon les trous s'accumuleraient d'un côté de la jonction. On obtient naturellement une même expression pour les électrons.

$$j_{gen}^n + j_{rec}^n = 0$$

Les propriétés spécifiques de la jonction p-n résultent d'un comportement très dissymétrique lorsqu'une différence de potentiel U est appliquée à ses bornes. Notons tout d'abord qu'en raison de l'appauvrissement en porteurs libres, la région de charge d'espace présente une résistance électrique nettement plus élevée que les régions plus éloignées de la jonction p-n. Par conséquent, la modification de la hauteur de la barrière de potentiel occasionnée à la jonction correspond pratiquement à la tension appliquée.

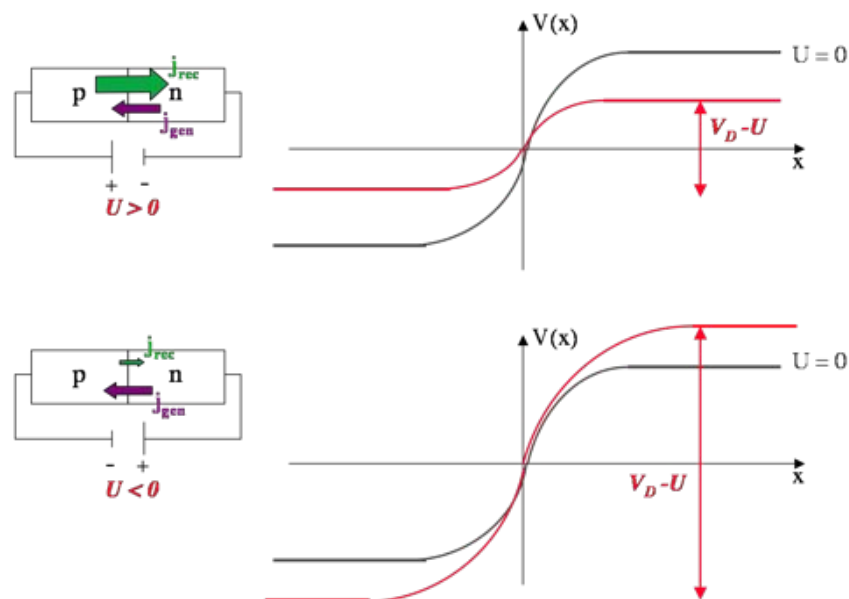


Fig 5.15 - Potentiel $V(x)$ dans la zone de déplétion pour $U = 0$, $U > 0$ (polarisation directe) et $U < 0$ (polarisation inverse).

Dans le cas d'une tension de polarisation inverse, une tension négative est appliquée à la région p et une tension positive à la région n, de sorte que la barrière de potentiel entre les 2 régions est augmentée (Fig. 5.15). Dès lors, pratiquement, aucun trou ne pourra franchir la barrière de potentiel, et le courant de diffusion, j_{rec}^p tombe à une valeur très faible; j_{gen}^p n'est pas trop affecté par la polarisation inverse car les quelques trous libres de la région n (distants de la jonction d'une distance inférieure à la longueur de diffusion des trous dans la région n), en diffusant jusqu'à la barrière, sont emportés dans la région p par le champ électrique existant dans la zone de déplétion. Cet effet est peu dépendant du champ électrique interne et dès lors, également de la tension externe.

Quand une tension de polarisation directe U est appliquée, la fraction de trous qui pourront franchir la barrière de potentiel va croître énormément. En fait, d'après la loi de Boltzmann, j_{rec}^p varie suivant la relation

$$j_{rec}^p(U) \propto e^{-e(V_D - U)/kT} \quad (5.25)$$

où eV_D représente la hauteur de la barrière de potentiel lorsque $U = 0$ (Fig. 5.12c). Par ailleurs, comme précisé ci-dessus

$$j_{gen}^p(U) = j_{gen}^p(U = 0) = -j_{rec}^p(U = 0) \quad (5.26)$$

Les relations (5.25) et (5.26) décrivent les courants de trous à travers une jonction p-n soumise à une tension extérieure U . On en déduit

$$j_{rec}^p(U) = j_{rec}^p(U = 0) e^{eU/kT} \quad (5.27)$$

La densité de courant due aux trous est donnée par

$$j^p(U) = j_{rec}^p(U) + j_{gen}^p(U) = j_{rec}^p(U = 0) [e^{eU/kT} - 1] \quad (5.28)$$

Ce courant est nul quand $U = 0$, croît exponentiellement jusqu'à des valeurs élevées pour eU positif, et décroît quand eU est négatif en tendant vers une valeur de saturation négative extrêmement faible. Le courant électronique traversant la jonction se comporte de la même manière. Or, les courants électriques dus aux trous et aux électrons s'ajoutent, de sorte que le courant total est donné par

$$j(U) = j^n(U) + j^p(U) = [j_{rec}^n(U = 0) + j_{rec}^p(U = 0)] [e^{eU/kT} - 1] \quad (5.29)$$

La courbe reprise à la figure 5.16 correspond à la caractéristique courant-tension d'un redresseur de courant. La jonction p-n est une diode. Pour une tension de quelques volts, le courant direct est de l'ordre de quelques dizaines de mA et le courant inverse de l'ordre de $1\mu\text{A}$. A température ambiante, $j(U)$ suit une loi exponentielle lorsque $U > kT/e \sim 25\text{mV}$.

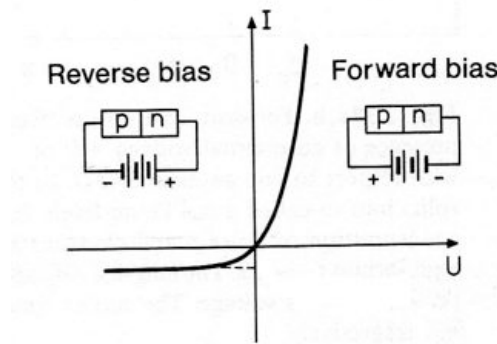


Fig 5.16 - Caractéristique I-V d'une jonction p-n.

Lorsqu'une jonction p-n est polarisée dans le sens direct, les électrons de la région n sont injectés dans la région p où ils se recombinent avec les trous; et inversement pour les trous. Pour faire une *diode électroluminescente*, il convient donc de choisir un semiconducteur propice à la recombinaison radiative. C'est le cas des semiconducteurs à bande interdite directe, comme le GaAs. Pour de tels semiconducteurs, les règles classiques de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement pour l'émission s'écrivent (en tenant compte que le moment cristallin $\hbar k$ tient lieu de quantité de mouvement pour l'électron dans l'état k)

$$\begin{aligned}\varepsilon_{v,k'} + h\nu &= \varepsilon_{c,k} \\ \hbar k' + \hbar K &= \hbar k\end{aligned}\tag{5.30}$$

où $\hbar K$ tient lieu de quantité de mouvement pour le photon de vecteur d'onde K .

Comparons les ordres de grandeur des vecteurs d'onde de photons et d'électrons. Pour les semiconducteurs usuels, l'énergie du photon associé à la recombinaison est de l'ordre de 1eV (gap d'énergie); le module du vecteur d'onde

$$|K| = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\epsilon_g}{hc}$$

vaut approximativement $\sim 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$. Le module du vecteur d'onde de l'électron est compris entre 0 et $\pi/a \sim 1 \text{ \AA}^{-1}$: ces valeurs extrêmes correspondent à un état de centre de zone et de bord de zone de Brillouin. Cette comparaison permet de conclure que le vecteur d'onde du photon pourra être le plus souvent négligé dans l'équation 5.30.

Les transitions radiatives sont alors représentées par des flèches verticales sur la figure 5.17.

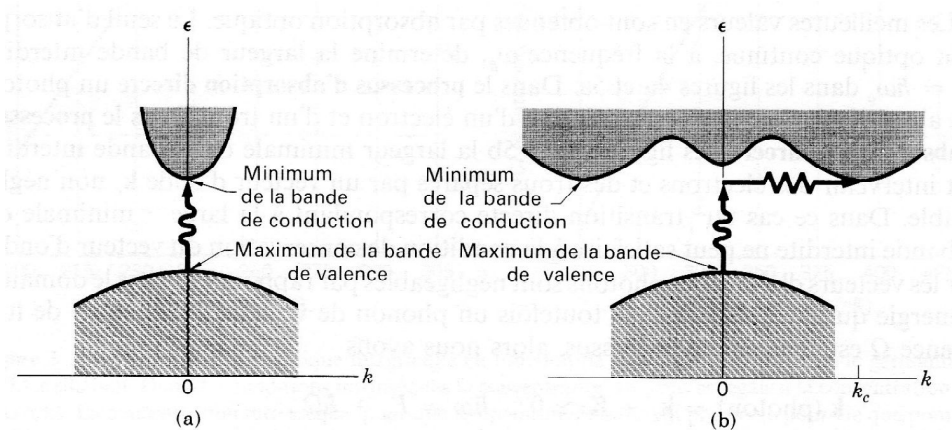


Fig 5.17 - (a) Semiconducteur à bande interdite directe; (b) semiconducteur à bande interdite indirecte.

Pour des semiconducteurs à bande interdite indirecte (Si, Ge, ...), la transition d'un électron entre la maximum de la bande de valence en $k = 0$ et le minimum de la bande de conduction en k_c ($k_c \sim 0.85 \pi/a$ dans le silicium) ne peut avoir lieu avec la participation du seul photon, inapte à assurer la conservation du vecteur d'onde. Cette dernière exige l'intervention d'une tierce particule : un phonon de vecteur d'onde $\hbar q$. Celui-ci peut être émis ou absorbé. Son énergie $\hbar\omega_q$ (de l'ordre de 25 meV à température ambiante) bien que

non-négligeable, est beaucoup plus petite que celle du photon. Le respect des lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement se traduisent par :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{v,k'} + h\nu \pm \hbar\omega_q &= \varepsilon_{c,k} \\ |k - k'| &\approx |q| \end{aligned} \quad (5.31)$$

Les signes - et + correspondent respectivement à l'absorption et à l'émission du phonon. Des lois semblables régissent les phénomènes d'absorption optique dans les semiconducteurs.

b) Le transistor

Il est possible de réaliser des dopages localisés beaucoup plus complexes que la simple jonction. Nous décrirons le plus connu d'entre eux, le *transistor bipolaire* (découvert en 1947 par Brattain, Bardeen et Shockley) sous sa forme de double jonction, n-p-n. La lamelle monocristalline de silicium est composée de trois couches, respectivement de types n, p et n. Pour donner un ordre de grandeur, disons que leurs épaisseurs sont $50\ \mu\text{m}$ pour la couche n et de quelques μm pour les couches p. Ces trois couches sont appelées émetteur N_1 , base P et collecteur N_2 .

Les 2 jonctions peuvent être polarisées de manière indépendante. Si l'on polarise l'émetteur négativement et le collecteur positivement par rapport à la base, on obtient le profil de la figure 5.18. L'ensemble apparaît donc comme deux jonctions en série: émetteur-base en sens direct (jonction de basse impédance) et base-collecteur en sens inverse (jonction de haute impédance). Si cette dernière était seule, elle ne laisserait passer qu'un courant très faible, à cause de la rareté des électrons libres dans la région P. En revanche, dans le transistor, la base P est alimentée par un fort courant d'électrons venant de l'émetteur, parce que la première jonction est conductrice. Le courant dans le circuit comprenant les 2 jonctions en série est par conséquent essentiellement contrôlé par la résistance élevée de la jonction P- N_2 .

Là intervient la clé du fonctionnement du transistor : l'épaisseur de la couche P est suffisamment faible pour que les électrons en provenance de l'émetteur ne se recombinent pas avec les trous de la base. Donc, les électrons émis par l'émetteur N_1 atteignent, en très forte proportion, la jonction du collecteur et pénètrent dans N_2 , sans difficulté puisque le

potentiel de N_2 est plus haut que celui de P. Ainsi, sous l'effet d'une faible polarisation appliquée à la jonction N_1 -P, la résistance de la jonction P- N_2 est considérablement réduite et le courant dans le circuit augmente fortement. Du courant issu de l'émetteur, une fraction très importante (plus de 95%) sort par le collecteur, le reste étant dérivé vers la base P. Le phénomène de la modulation du courant circulant dans une jonction (P- N_2) par la variation de la polarisation d'une autre jonction (N_1 -P) est appelé effet transistor.

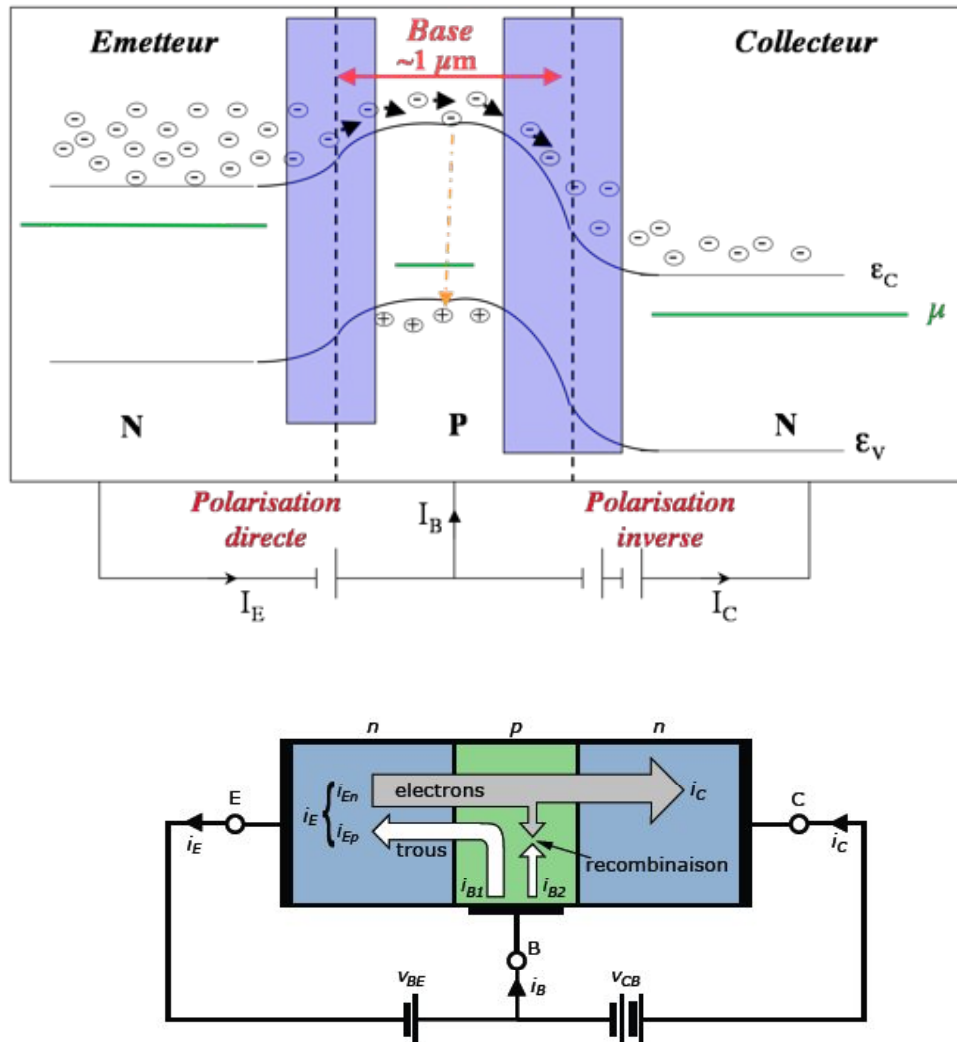


Fig 5.18 - Schéma d'un transistor n-p-n et courant d'électrons (et de trous) suite à une polarisation directe entre l'émetteur et la base et une polarisation inverse entre la base et le collecteur.

Un fait essentiel pour l'usage des transistors est qu'il y a proportionnalité entre le courant émetteur -> collecteur I_C et le courant émetteur -> base I_B (Fig. 5.18). Le coefficient de proportionnalité, noté généralement β , varie typiquement entre 50 et 200. Ainsi, pour toute tension bloquante appliquée au collecteur, le courant I_B injecté dans la base se retrouvera "amplifié" par le facteur β (le gain) dans le collecteur. Le transistor fonctionne ainsi comme un amplificateur de courant.

Dans un circuit logique, le transistor fonctionne comme un interrupteur. On commute de l'état dans lequel le transistor est à peu près équivalent à un interrupteur fermé à celui d'interrupteur ouvert en coupant le courant de base. La commutation ne demande qu'une très faible puissance et peut être très rapide (quelques nanosecondes). Telles sont les origines d'applications importantes des transistors dans les ordinateurs. Le principe de fonctionnement des transistors p-n-p est analogue à celui des transistors n-p-n: les rôles des électrons et des trous sont simplement inversés.

Les *transistors à effet de champ* sont les briques de l'électronique actuelle. Soit une plaquette de silicium de type P (Fig.5.19). Par diffusion avec un dopant convenable, on produit deux régions N, dénommées respectivement "source" et "drain". De l'une à l'autre, il y a en série deux jonctions en sens inverses : aucun courant ne passe donc de la source vers le drain, quand on applique une différence de potentiel $V_{DS} = V_D - V_S$ entre la source et le drain. Entre ces 2 régions, on recouvre la plaquette d'une couche isolante de silice (SiO_2) très mince (épaisseur $\leq 0.1 \mu\text{m}$) puis d'une électrode métallique, appelée "grille". Si on porte la grille à un potentiel positif, les électrons minoritaires dans le silicium P sont attirés à la surface et les trous sont repoussés. Les 3 régions, source, canal et drain sont alors riches en électrons. Si V_G dépasse une certaine valeur (tension de seuil), les électrons accumulés à la surface forment un canal conducteur (appelé "canal d'inversion" car il est formé par des électrons à la surface d'un substrat de type P) et, au-dessous, une région très peu conductrice. La concentration d'électrons et le courant augmentent pour des valeurs croissantes de V_G . On retrouve ainsi l'effet transistor : le courant circulant entre la source et le drain est contrôlé par la tension de grille V_G . Comme l'action de la grille est électrostatique, la puissance du signal de commande est extrêmement faible.

Les dimensions de ce type de transistor, appelé MOSFET (Metal-Oxyde-Semiconductor Field Effect Transistor) peuvent être miniaturisées de manière considérable. On arrive ainsi à fabriquer des circuits intégrés, aussi appelé puce électronique, comprenant des millions de transistors sur quelques millimètres carrés et ayant des fonctions très complexes. Depuis près de 40 ans, les dimensions des composants électroniques ont été divisées par deux tous

les six ans. A partir de cette observation empirique, Moore a formulé une prescription pour le futur qui est à la base de la « roadmap » utilisée par l'industrie des semiconducteurs. Elle a servi comme guide à la recherche technologique et à planifier les investissements. Selon cette « loi de Moore », les transistors MOSFET devraient atteindre les limitations physiques à l'échelle du nanomètre en 2040. On parle alors d'électronique « ultime ».

L'essor de l'informatique est lié, pour une large part, à l'augmentation constante de l'intégration des circuits intégrés. Le volume du cœur d'un ordinateur a ainsi été réduit de plusieurs dizaines de mètres cubes à celui d'un ongle de petit doigt. Parallèlement, la masse de l'ordinateur lui-même est passée de plusieurs tonnes à quelques grammes, sa consommation électrique de plusieurs mégawatts à quelques watts, et finalement sa puissance de calcul de quelques centaines d'opérations élémentaires par seconde à près d'un milliard aujourd'hui.

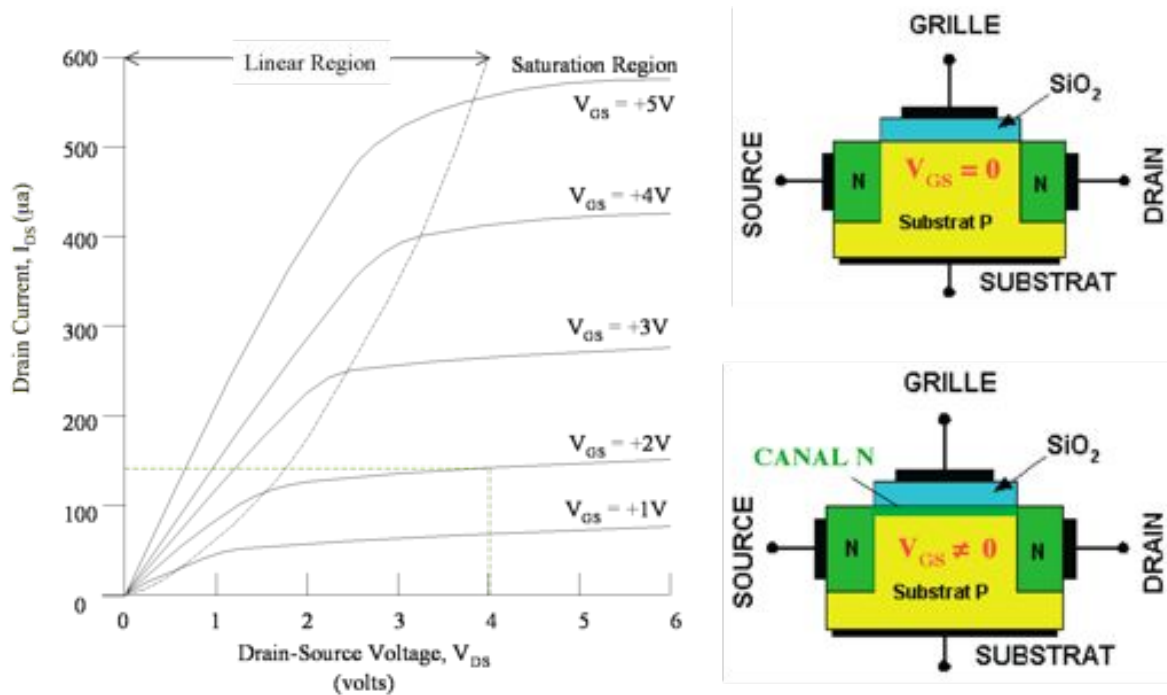


Fig 5.19 - Schéma d'un transistor MOS à canal N et caractéristiques courant-tension V_{DS} appliquée entre la source et le drain pour différentes tensions de grille.