

***Le présent document est une version modifiée et adapté du polycopier de cours de physique des semi-conducteurs de Université de Bejaia dispensé par Dr. AH. SOUICI***

## ***Plan du Cours***

### **Chapitre 1 : Notions de physique des Semi-conducteurs**

1. Introduction aux milieux matériels
2. Définitions des milieux semi-conducteurs intrinsèques
  - ❖ Semi-conducteurs intrinsèques simples
  - ❖ Semi-conducteurs intrinsèques composés
3. Propriétés structurales des semi-conducteurs intrinsèques
4. Propriétés électroniques des solides semi-conducteurs
  - ❖ Structure électronique du silicium (Si)
  - ❖ Structure électronique du Germanium (Ge)
5. Structure de bandes
  - ❖ Bande de conduction (BC)
  - ❖ Bande de valence (BV)
  - ❖ Semiconducteurs et concept de la bande interdite (gap)

### **Chapitre 2 : Etude des Jonction PN**

1. Définition des jonctions PN (abrupte et graduelle)
2. Etude d'une jonction PN abrupte non polarisée à l'équilibre
  - ❖ La charge d'espace
  - ❖ Calcul des champs électriques
  - ❖ Calcul des potentiels électriques
  - ❖ Calcul de la tension de diffusion  $V_d$
  - ❖ Calcul de la largeur de la zone de charge d'espace  $w$
3. Etude d'une jonction PN polarisée (hors équilibre)
  - ❖ Polarisation directe
  - ❖ Polarisation inverse
  - ❖ Caractéristique courant – tension  $I(V)$
4. Types de jonctions PN
5. Applications des jonctions PN : Redressement de signaux alternatif

### **Chapitre 3 : Transistors bipolaires**

- 1 Introduction aux transistors bipolaires (NPN et PNP)
  - ❖ Définition transistor bipolaire
  - ❖ Propriétés des différentes régions
- 2 Transistors bipolaires non polarisé de type (NPN)
- 3 Effet transistor
  - ❖ Collecteur-base en court-circuit
  - ❖ Emetteur-base en court-circuit
- 4 Caractéristiques courant–tension d'un transistor (montage émetteur commun)
- 5 Transistor amplificateur en montage émetteur commun
  - ❖ Caractéristiques statiques et point de fonctionnement
  - ❖ Amplification en tension et fonction de transfert

## **Chapitre I : Notions de physique des Semi-conducteurs**

### **I.1. Introduction aux milieux matériels**

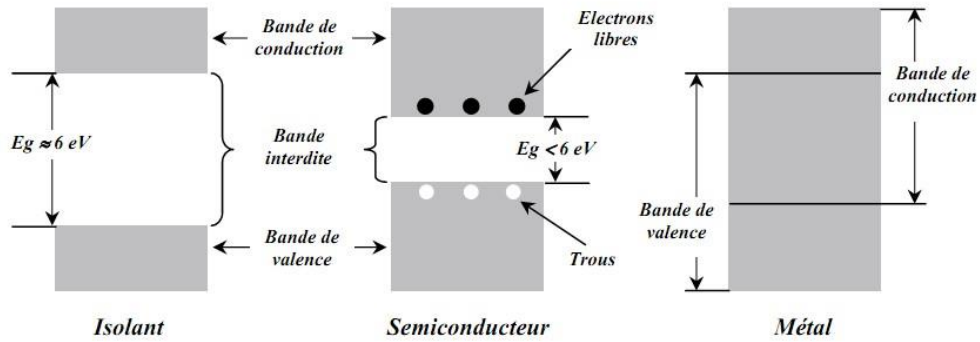
Selon les propriétés électriques, les matériaux sont classés en trois catégories, conducteurs, isolants et semi-conducteurs, voir schéma 1.

**a.      Conducteurs** : Les métaux tels que le fer (Fe), le cuivre (Cu), l'or (Au), l'argent (Ag) et l'aluminium (Al) sont des conducteurs de courant électrique. La présence d'électrons libres dans la couche périphérique (densité  $n = 10^{22}$  à  $10^{23}$  é/cm<sup>3</sup>) est à l'origine de la conductivité électrique. A température ambiante la résistivité  $\rho$  des conducteurs est très faible ( $\rho \leq 10^{-5}$   $\Omega$ .cm).

**b.      Isolants** : Les matériaux qui ont une résistivité  $\rho$  supérieure à  $10^8$   $\Omega$ .cm sont des isolants (matériaux non conducteurs de courant électrique). Parmi ces matériaux ; le verre, le mica, la silice (SiO<sub>2</sub>) et le carbone (Diamant)...La conductivité des isolants est donc très faible ( $\sigma = 1/\rho$ ).

**c.      Semi-conducteurs** : Cette classe de matériaux se situe entre les métaux (conducteurs) et les isolants (non conducteurs). La résistivité  $\rho$  des semi-conducteurs varie de  $10^{-3}$  à  $10^{+4}$   $\Omega$ .cm. les électrons libres et les trous mobiles sont les porteurs de charges responsables de la conductivité électrique. Un semi-conducteur peut être soit intrinsèque (pur) ou extrinsèque (dopé) par des impuretés.

- Semi-conducteur intrinsèque : la résistivité du silicium pur est de l'ordre de  $\rho \approx 10^3$   $\Omega$ .cm.
- Semi-conducteur extrinsèque : la résistivité du silicium dopé par le Bore ou le phosphore est de l'ordre de  $10^{-2}$   $\Omega$ .cm.



**Schéma** : Structure en bandes d'énergie des matériaux ;  
Isolants, Semi-conducteurs et Métaux

## **I.2. Définitions des milieux semi-conducteurs intrinsèques (simples et composés)**

### **a. Semi-conducteurs intrinsèques simples :**

Un semi-conducteur intrinsèque simple est constitué d'un seul élément tels que les semiconducteurs de la colonne IV de la classification périodique par exemple ; le silicium (Si) et de Germanium (Ge).

### **b. Semi-conducteurs intrinsèques composés :**

Dans cette catégorie, le semi-conducteur est constitué d'au moins deux types d'atomes différents. Les semi-conducteurs binaires de la classe (II-VI) sont constitués d'un élément de la colonne II et d'un autre élément de la colonne VI de la classification périodique. Les semi-conducteurs de la classe (III-V) sont composés d'un élément de la colonne III et d'un autre élément de la colonne V de la classification périodique. De même avec les semi-conducteurs de la classe (IV-VI), voir exemples :

#### **Exemples :**

- **Semi-conducteurs binaires de la classe (II-VI)** : Sulfure de zinc (ZnS), Sulfure de cadmium (CdS), Oxyde de zinc (ZnO)...
- **Semi-conducteurs binaires de la classe (III-V)** : Phosphure de gallium (GaP), Phosphure d'indium (InP), Antimoniure d'aluminium (AlSb)....
- **Semi-conducteurs binaires de la classe (IV-VI)** : Sulfure de plomb(II) (PbS), Sulfure de germanium (GeS), Sélénure de germanium (GeSe), Sulfure d'étain(II) (SnS)....

Il existe aussi d'autres types de semi-conducteurs composés de trois atomes différents (*ternaires*) et même de quatre atomes (*quaternaires*).

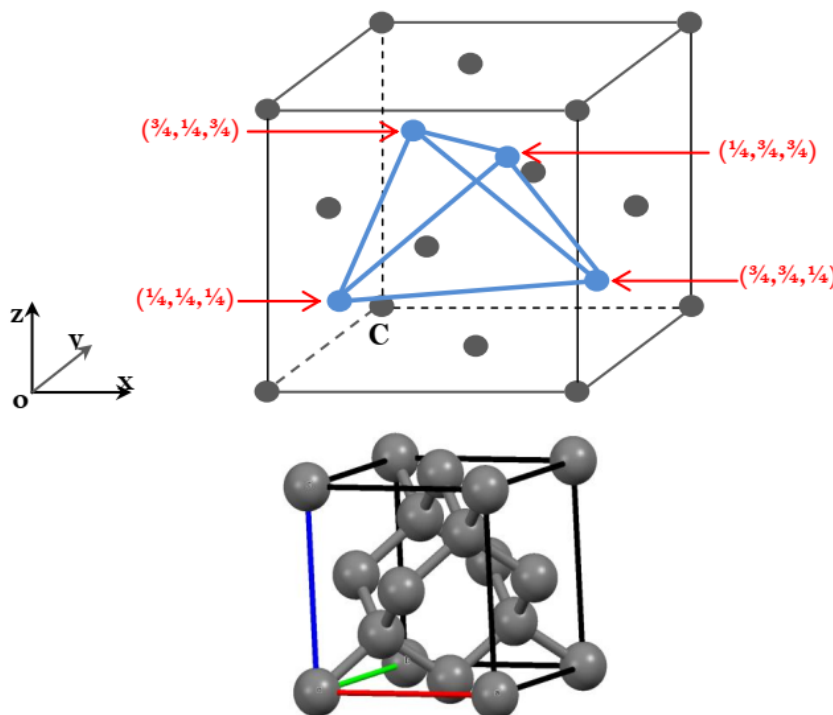
### I.3. Propriétés structurales des semi-conducteurs intrinsèques

En générale, les semi-conducteurs se cristallisent dans l'une des structures suivantes : Structure diamant, structure Zinc blende (Cubique), structure Wurtzite (Hexagonale) et la structure NaCl.

#### a. Structure diamant :

Dans la structure diamant il y a 14 atomes (en gris) de carbone (C) placés aux nœuds du réseau cfc et 4 autres atomes de carbone (en bleue) placés en  $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$ ,  $(\frac{3}{4}, \frac{1}{4}, \frac{3}{4})$ ,  $(\frac{1}{4}, \frac{3}{4}, \frac{3}{4})$  et  $(\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, \frac{1}{4})$ . Figure I.1.

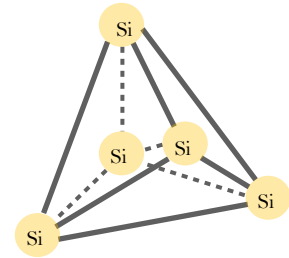
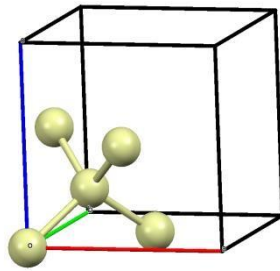
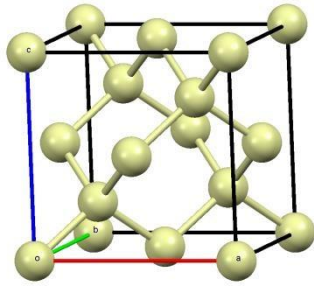
- Chaque atome de carbone est entouré de 4 autres atomes C (les plus proches voisins), la coordinence des atomes de carbone entre eux est donc :  $C/C = [4]$ .
- Chaque atome de carbone est au centre d'un tétraèdre régulier de carbonnes.
- Le nombre d'atomes par maille est 8 et le paramètre de maille  $a = 3.5668 \text{ \AA}$ .
- Le réseau cfc a 4 nœuds par maille alors pour un nœud est associé un motif de 2 atomes de carbone.
- Le silicium et le germanium ont la structure du diamant, figures I.2a et I.2b.



**Figure I.1 :** Structure diamant. 14 atomes (en gris) de carbone (C) placés aux nœuds du réseau cfc et 4 autres atomes (en bleue) placés en  $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$ ,  $(\frac{3}{4}, \frac{1}{4}, \frac{3}{4})$ ,  $(\frac{1}{4}, \frac{3}{4}, \frac{3}{4})$  et  $(\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, \frac{1}{4})$

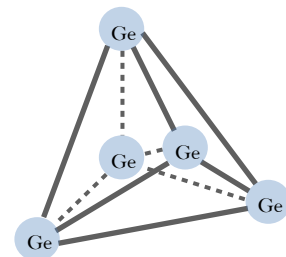
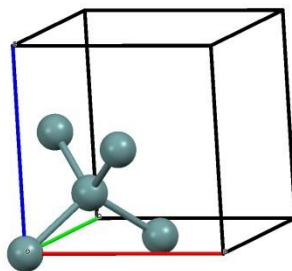
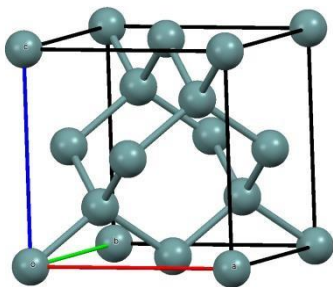
a) Silicium (Si : groupe d'espace n° 227,  $F d\bar{3}m$ )

Motif : Si  $(0, 0, 0)$  ; Si  $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$



b) Germanium (Ge : groupe d'espace n° 227,  $F d\bar{3}m$ )

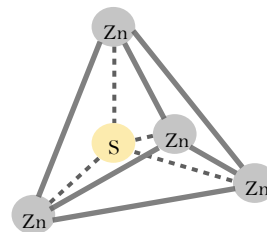
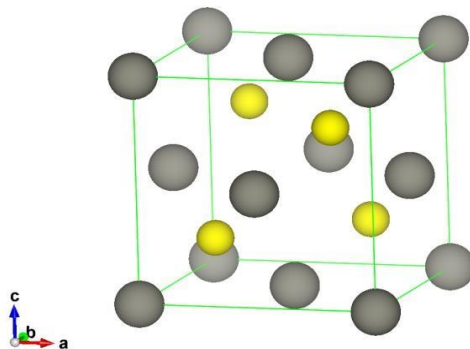
Motif : Ge  $(0, 0, 0)$  ; Ge  $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$



**Figure I.2** : Structure diamant : a) *Silicium* et b) *Germanium*.  
L'atome de Si ou de Ge est au centre d'un tétraèdre régulier.

### b. Structure Zinc blende :

Dans la structure zinc blende (appelée aussi sphalérite), les quatre atomes de carbone placés à l'intérieur dans la structure diamant sont remplacés par quatre atomes d'un autre élément. Dans le cas de ZnS (semiconducteurs de la classe II-VI) les quatre atomes de soufre S (en jaune) occupent les sites de coordonnées  $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$ ,  $(\frac{3}{4}, \frac{1}{4}, \frac{3}{4})$ ,  $(\frac{1}{4}, \frac{3}{4}, \frac{3}{4})$  et  $(\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, \frac{1}{4})$ . Les atomes du zinc occupent les nœuds du réseau cfc (en gris). Figure I.3.



**Figure I.3** : Structure zinc blende de ZnS avec le tétraèdre  
(groupe d'espace n° 216,  $\bar{4}3m$ )

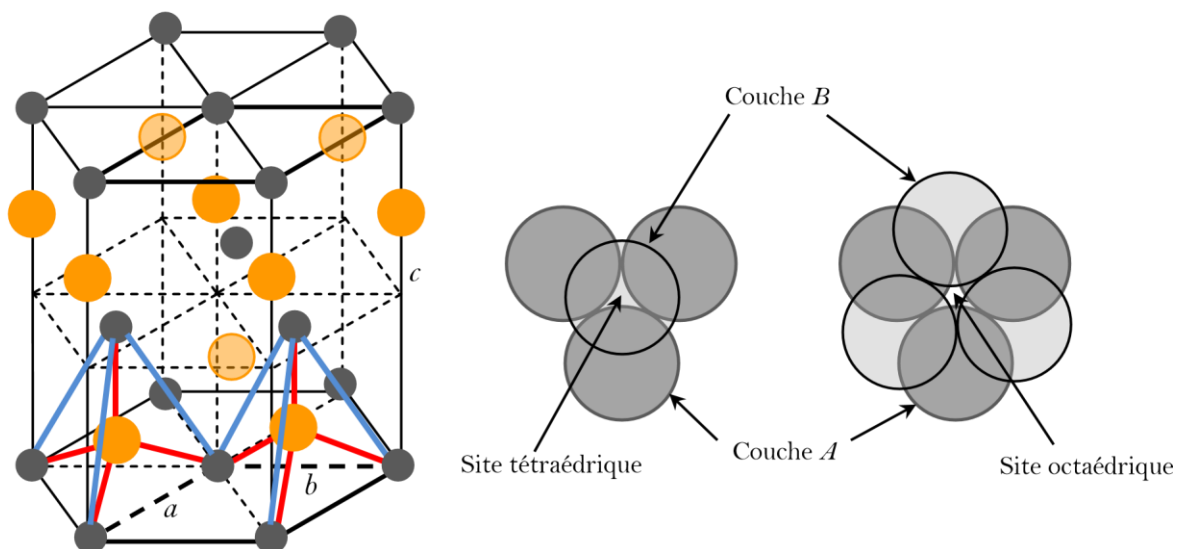
- La maille contient 4 atomes Zn et 4 atomes S et le réseau cfc a 4 nœuds. Il est donc clair que le motif est constitué d'un atome Zn et un atome S.
- Chaque atome de soufre (S) est entouré de 4 atomes Zn. L'atome S est situé alors au centre du tétraèdre régulier formé par les 4 atomes Zn. La situation réciproque est vraie.
- Dans de nombreux composés de structure blende la liaison covalente peut avoir un certain caractère métallique ou ionique.
- Les paramètres de maille de ZnS sont :  $a = b = c = 5.4145\text{\AA}$  et  $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$

### c. Structure Wurtzite (Hexagonale) :

Le ZnS se cristallise aussi sous la forme hexagonale, dite structure Wurtzite (groupe d'espace  $P6_3mc$  ; n° 186). Les paramètres de maille sont :  $a = b = 3.8100\text{\AA}$  et  $c = 6.2300\text{\AA}$  avec

$(c/a = 1.635)$  ;  $\alpha = \beta = 90^\circ$  et  $\gamma = 120^\circ$ . Voir figure I.4. Dans cette structure, le motif est constitué de 2 atomes Zn (zinc) et 2 atomes S (soufre).

Les deux atomes de Zn occupent les deux positions  $(0, 0, 0)$  et  $(1/3, 2/3, 1/2)$ . Comme dans le cas de la structure blende, chaque atome est entouré de 4 atomes de l'autre élément formant des tétraèdres.

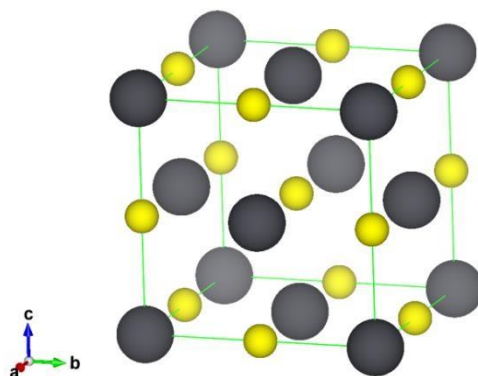


**Figure I.4** : Structure Wurtzite de ZnS.  
Sites tétraédrique et octaédrique formés entre les couches A et B.

#### d. Structure NaCl :

Le Sulfure de plomb(II) (PbS) est un semi-conducteur qui se cristallise dans la structure NaCl. Figure I.5. Dans cette structure les atomes de plomb occupent les nœuds du réseau cfc et les atomes du soufre  $S$  occupent le centre de la maille et les milieux des arêtes. Le motif est constitué de l'ion  $Pb^{2+}$  (0, 0,0) et de l'ion  $S^{2-}$  (1/2, 0,0).

- La structure NaCl appartient au groupe d'espace  $Fm\bar{3}m$  (n°225).
- Chaque ion est entouré d'un octaèdre régulier formé par 6 ions de signe opposé.
- Les paramètres de maille de PbS sont :  $a = 5.9235\text{\AA}$  et  $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$ .



**Figure I.5 :** Structure NaCl de PbS (Pb en gris et le S en couleur jaune)  
(groupe d'espace n° 225,  $m\bar{3}m$ )

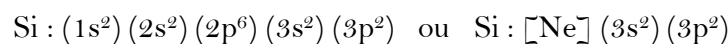
#### Remarque :

Le groupe d'espace représente la classe de la structure cristallographique d'un cristal, il regroupe tous les éléments de symétrie. C'est-à-dire, c'est l'ensemble des opérations de symétries qui transforment un point quelconque du cristal en un point équivalent.

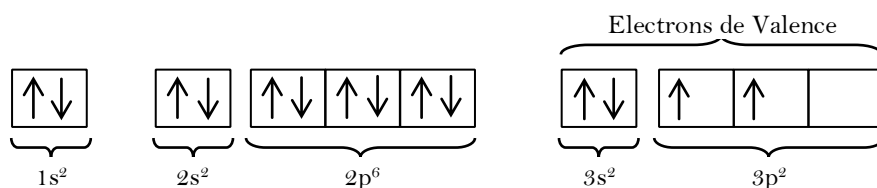
### I.4. Propriétés électroniques des solides semi-conducteurs (configuration électroniques)

#### a. Structure électronique du silicium (Si) :

L'atome du silicium (Si) possède 14 électrons, la configuration électronique du silicium ( $^{28}_{14}\text{Si}$ ) est donnée par la forme condensée suivante :

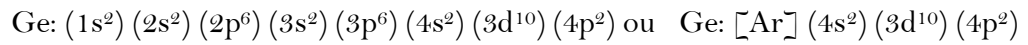


La distribution des électrons sur les orbitales atomiques obéit au principe d'exclusion de Pauli et à la règle de Hund.

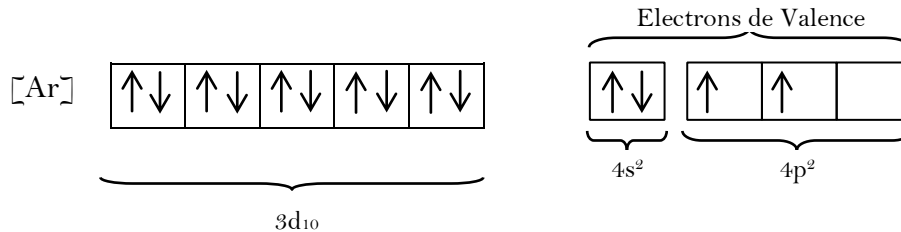


b. **Structure électronique du Germanium (Ge) :**

Dans l'atome du germanium (Ge) il y a 32 électrons, la configuration électronique du germanium ( $^{73}_{32}\text{Ge}$ ) est donnée par la forme condensée suivante :



La distribution des électrons obéit au principe d'exclusion de Pauli et à la règle de Hund.

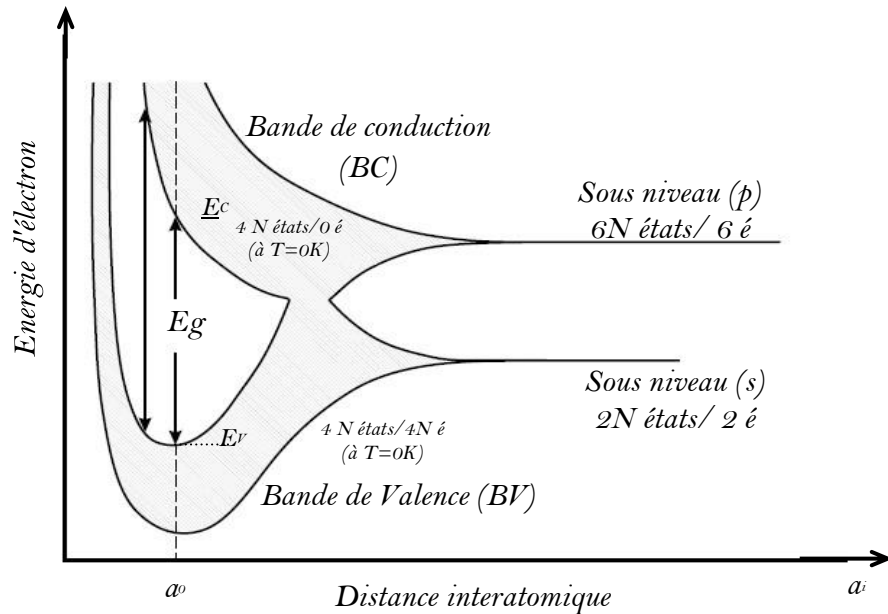


**I.5. Structure de bandes, bande de conduction (BC) et bande de valence (BV), des semiconducteurs et concept de la bande interdite (gap).**

Dans un tome isolé, les électrons occupent des niveaux discrets d'énergie. Lorsque la distance entre deux atomes est de l'ordre atomique, distance interatomique ( $d = \text{\AA}$ ), les niveaux d'énergie sont dédoublés. Dans le cas de plusieurs atomes, cas des cristaux ou des particules à caractère massif, la dégénérescence des niveaux d'énergie forme des bandes d'énergie. Dans les semi-conducteurs, ces bandes d'énergie sont appelées bandes de valence (BV) et bande de conduction (BC), elles sont séparées par une bande interdite (BI) de largeur  $E_g$ , figure I.6.

La formation des bandes, bande de valence et bande de conduction, s'explique du fait que la distance interatomique ( $d$ ) diminue les niveaux d'énergie atomiques, par exemple l'atome isolé de silicium d'électrons de valence  $3s^2 3p^2$ , se couplent pour former  $4N$  états électroniques dans la bande de valence et  $4N$  états électroniques dans la bande de conduction ( $N$  est le nombre d'atomes). En effet, lorsque la distance diminue les états  $s$  donnent naissance à  $N$  états liants occupés par  $N$  électrons et  $N$  états antiliants occupés par  $N$  électrons et les états  $p$  donnent naissance à  $3N$  états liants occupés par  $2N$  électrons et  $3N$  états antiliants vides. Dans le cas de silicium massif (cristal), la distance  $a_0$  correspond au paramètre de maille. A cette distance les deux bandes (BC) et (BV) sont séparées par une bande interdite de largeur  $E_g$ .





**Figure I.6 :** Structure de bande dans les semi-conducteurs (cas du silicium: Si), bande de valence, bande de conduction et bande interdite

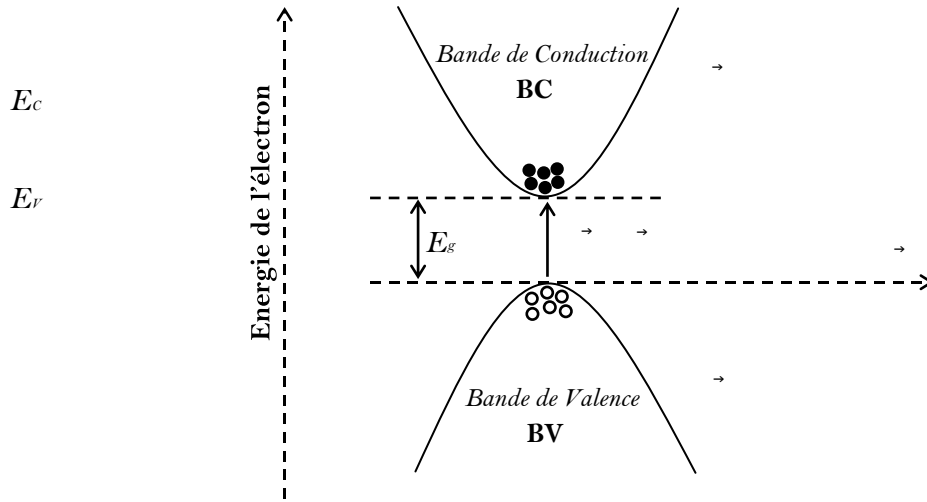
A température zéro absolue (0K), la bande supérieure (bande de conduction) est vide et la bande inférieure (bande de valence) est complètement pleine. Cette condition est réalisée pour les éléments de la colonne IV tel que le silicium et le germanium. Il est bien clair que le nombre d'électrons périphériques (4 é) est égal à la moitié du nombre d'états disponibles (8 états). Cette condition peut être réalisée aussi pour les semi-conducteurs composés binaires, ternaires ou même quaternaires.

## **I.6. Définition des semi-conducteurs intrinsèques à gap direct et à gap indirect.**

### **a. Semi-conducteurs intrinsèques à gap direct**

Dans les semi-conducteurs à gap direct le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont au même point (même vecteur d'onde  $\vec{k}$ ) dans la zone de Brillouin (ZB), figure I.7. La transition électronique entre le haut de la bande de valence (BV) et le bas de la bande de conduction (BC) conserve le vecteur d'onde ( $\Delta\vec{k} = \vec{0}$ ).

Dans ce cas ;  $\Delta\vec{p} = \hbar \Delta\vec{k} = \vec{0}$



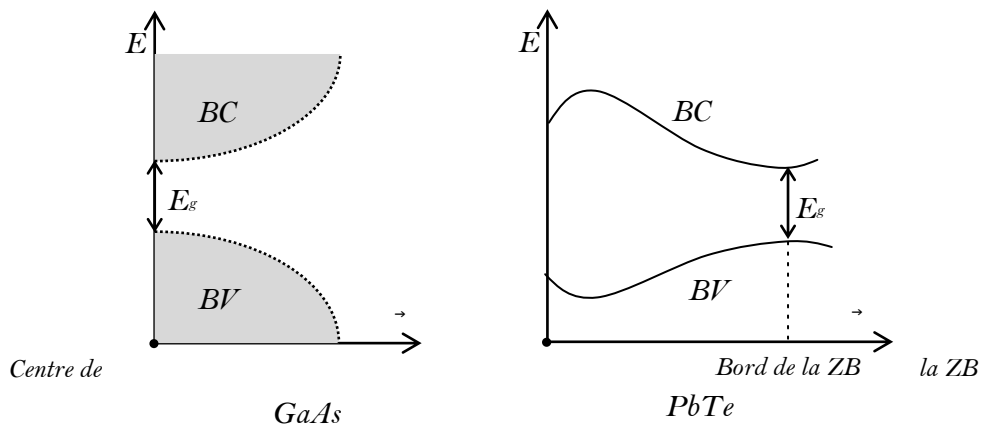
**Figure I.7 :** *Semi-conducteurs à gap direct*

$\vec{k}$  est le vecteur d'onde associé à l'électron.

$\vec{p} = \hbar \vec{k} = m \vec{v}$  : La quantité de mouvement.

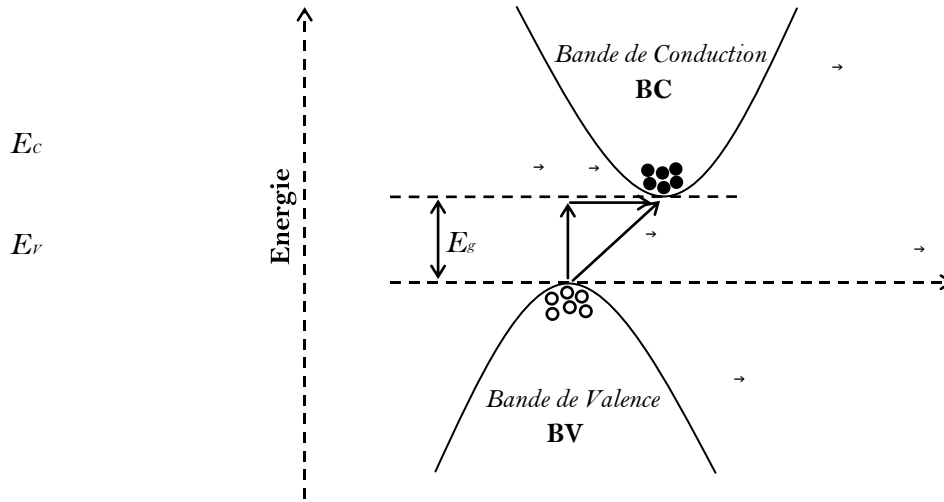
$E_c(\vec{k})$  et  $E_v(\vec{k})$  sont respectivement les relations de dispersion dans la bande de conduction et la bande de valence.  $E_c$  et  $E_v$  sont respectivement l'énergie minimum de la bande de conduction et l'énergie maximum de la bande de valence.

Exemples : gap direct au centre de la ZB (GaAs) et gap direct au bord de la ZB (PbTe)



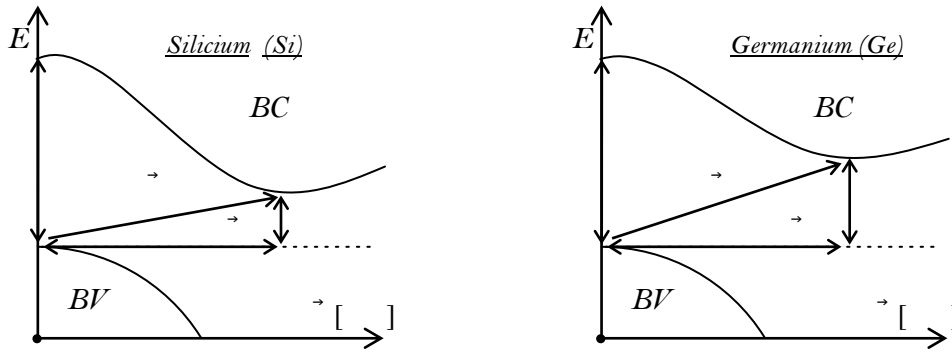
### **b. Semi-conducteurs intrinsèques à gap indirect**

Dans le cas des semi-conducteurs à gap indirect le minimum de la bande conduction est situé à une distance  $\Delta\vec{k} \neq \vec{0}$  du maximum de la bande de valence dans la zone de Brillouin (ZB), figure I.8. La transition électronique entre le haut de la bande de valence (BV) et le bas de la bande de conduction (BC) est accompagnée par le changement de la quantité de mouvement  $\Delta\vec{p}$ , c'est-à-dire le vecteur d'onde n'est pas conservé ( $\Delta\vec{k} \neq \vec{0}$  et  $\Delta\vec{p} = \hbar \Delta\vec{k} \neq \vec{0}$ ).



**Figure I.8** : Semi-conducteurs à gap indirect

Exemples : gap indirect suivant le vecteur d'onde  $\vec{k}$  [100] de la ZB (Silicium) et gap indirect suivant le vecteur d'onde  $\vec{k}$  [111] de la ZB (Germanium).



### **I.8. Porteurs de charges dans les milieux semi-conducteurs, électrons libres de conduction de la BC et les trous mobiles de la BV.**

Les propriétés électroniques des semi-conducteurs sont déterminées par les électrons excités vers la bande de conduction et les trous créés dans la bande de valence.

Dans la bande de conduction, les électrons occupent les niveaux les plus proches des minima et dans la bande de valence les trous occupent les niveaux les plus proches des maxima, figures I.8 et I.9. Au voisinage du minimum de la bande de conduction, l'électron se comporte comme un électron libre de masse  $m_e$ . Afin de simplifier cette étude, nous considérons un espace à une dimension avec la bande de conduction centrée en  $\vec{k}_o = \vec{0}$  et isotrope au voisinage de  $\vec{k}_o$ . La relation de dispersion  $E(k)$  dans l'espace de vecteur d'onde  $k$  s'écrit :

$$E(k) = E_c + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} k^2$$

$$E(k) = E_c + \frac{\hbar^2}{2 m_e} k^2$$

$m_e$ : est la masse effective donnée par la relation :

$$m_e = \frac{\hbar^2}{\partial^2 E / \partial k^2} \text{ et } E_c = E(k_o)$$

Dans le cas d'un semi-conducteur à gap indirect, la bande de conduction est anisotrope ( $k_o \neq 0$ ) avec plusieurs minima équivalents. La relation de dispersion est donnée par :

$$E(k) = E_c + \frac{\hbar^2}{2 m_l} (k_{\parallel} - k_o)^2 + \frac{\hbar^2}{2 m_t} (k_{\perp})^2$$

Avec :

$$m_l = \frac{\hbar^2}{\partial^2 E / \partial k_{\parallel}^2} \text{ la masse effective longitudinale}$$

$$m_t = \frac{\hbar^2}{\partial^2 E / \partial k_{\perp}^2} \text{ la masse effective transverse}$$

$k_{\parallel} = k_z$ : Composante de  $k$  portée sur l'axe (Z)

$k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ : Composante de  $k$  dans le plan (xy) perpendiculaire à l'axe Z.

Dans la bande de valence, les trous aussi se comportent comme des particules libres de masses respectives  $m_{hh}$  et  $m_{lh}$ , figure I.9. Les relations de dispersion sont :

$$E_{hh}(k) = E_V - \frac{\hbar^2}{2 m_{hh}} k^2$$

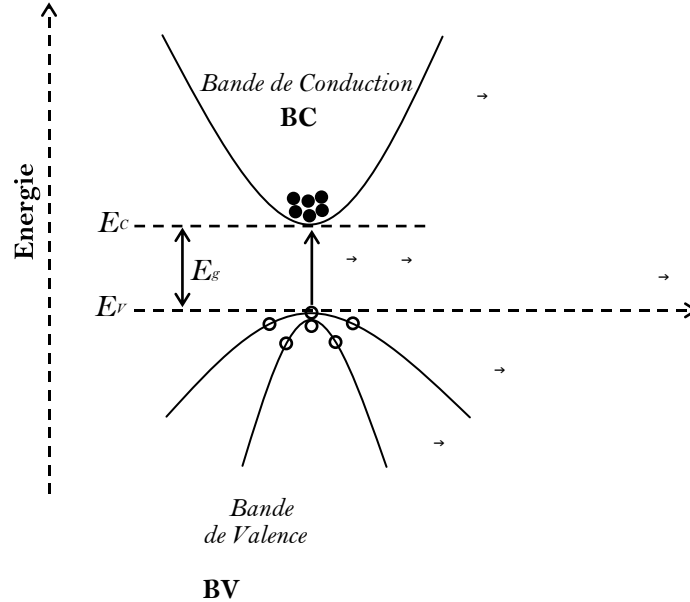
$$E_{lh}(k) = E_V - \frac{\hbar^2}{2 m_{lh}} k^2$$

Avec :  $m_{hh} = \frac{m_o}{\gamma_1 - \bar{\gamma}}$ : masse effective du trou lord (*Heavy holes*)

$m_{lh} = \frac{m_o}{\gamma_1 + \bar{\gamma}}$ : masse effective du trou léger (*Light holes*)

Et :  $\bar{\gamma} = \sqrt{2\gamma_2^2 + 2\gamma_3^2}$ ;  $\gamma_1, \gamma_2$  et  $\gamma_3$  sont les paramètres de la bande de valence.

$m_o$ : est la masse de l'électron.

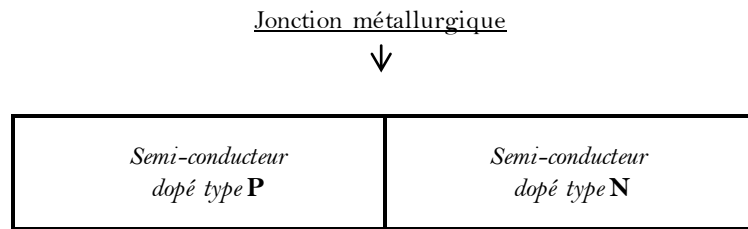


**Figure I.9** : Trous lourds et trous légers dans la bande de valence

## Chapitre 2 : Etude des Jonction PN

### 1. Définition des jonctions PN (abrupte et graduelle)

Une jonction PN est formée par la juxtaposition d'un semi-conducteur dopé type P (appelé anode) et d'un semi-conducteur dopé type N (appelé cathode), tous les deux d'un même monocristal semi-conducteurs, figure 1. Lorsque ces deux types de semi-conducteurs sont mis en contact, un régime électrique transitoire s'établit de part et d'autre de la jonction, suivi d'un régime permanent. Une jonction simple forme une diode.



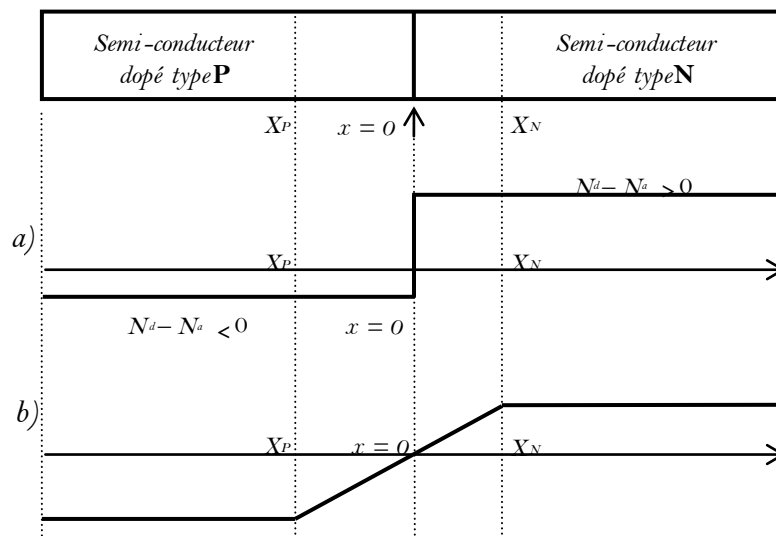
**Figure1** : Jonction métallurgique (PN)

#### a. Jonction PN abrupte :

Dans une jonction abrupte, la concentration en impuretés varie brutalement de la région dopée type P à la région dopée type N. C'est-à-dire, la différence  $N_d - N_a$  passe d'une manière brutale à  $x = 0$  d'une valeur négative dans la région dopée type P à une valeur positive dans la région dopée type N, voir figure 2-a.

#### b. Jonction graduelle :

Dans une jonction graduelle, la concentration en impuretés est une fonction dépendante de  $x$  autour de la région de contact. C'est-à-dire, la différence  $(N_d - N_a)$  dépend de  $x$  entre  $X_p$  et  $X_n$ , voir figure 2-b, cas d'une dépendance linéaire.

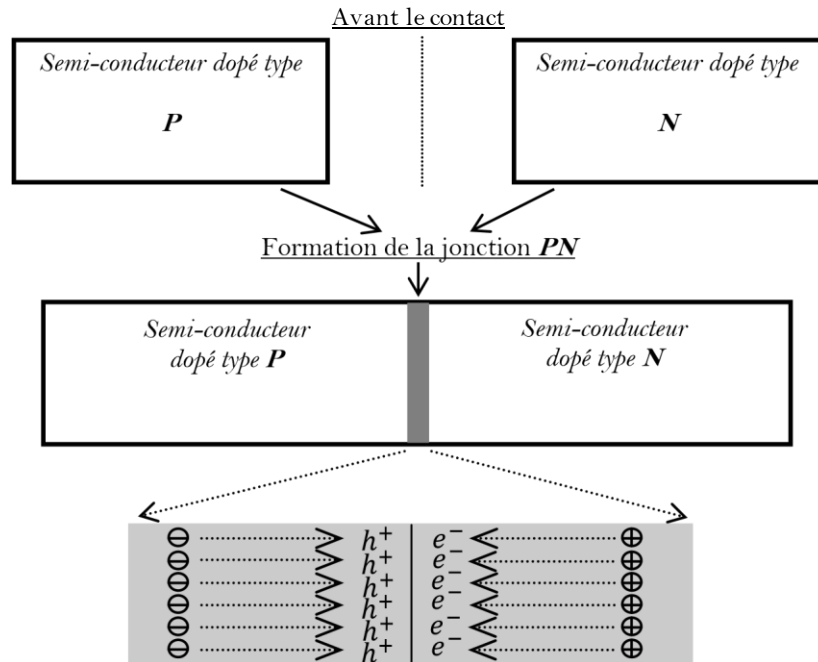


**Figure 2** : Evolution de la différence  $(N_d - N_a)$ . a) abrupte et b) graduelle.

## 2. Etude d'une jonction PN abrupte non polarisée à l'équilibre

### a. La charge d'espace $\rho(x)$ : ( $x_p < x < x_n$ )

Considérons les deux types de semi-conducteurs avant la formation de la jonction, figure 3 :



**Figure 3 :** Formation de la jonction (PN) et diffusion des porteurs de charges (électrons et trous)

Après la formation de la jonction entre les deux types de semi-conducteurs, un potentiel interne de la jonction  $\phi_0$  apparaît entre les deux niveaux de Fermi intrinsèques  $E_{Fi}$ . L'origine physique de ce potentiel interne  $\phi_0$  est la diffusion des porteurs de charges. En effet, la mise en contact des semi-conducteurs favorise la diffusion des électrons ( $e^-$ ) de la région dopée N vers la région dopée P (pauvre en électrons) et laissent derrière eux des charges positives. De même, les charges positives (trous :  $h^+$ ) de la région dopée P diffusent vers la région dopée N (pauvre en trous) et laissent aussi derrière eux des charges négatives. A la fin de ce processus de diffusion des porteurs de charges, un équilibre permanent est établi et une zone pauvre en porteurs libres est formée. Cette zone est appelée **zone de charge d'espace** ou aussi « zone de déplétion ».

Afin d'étudier le potentiel électrostatique dans la jonction (*zone de charge d'espace*), la résolution de l'équation de Poisson est nécessaire. L'équation de Poisson s'écrit ;

$$\nabla^2 \phi(x, y, z) = \text{div} [\overrightarrow{\text{grad}} \phi(x, y, z)] = -\text{div} \vec{E} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = -\frac{q}{\epsilon_s} (p - n + N_d^+ - N_a^-)$$

Remarques :

En anglais : to deplete = vider (en français)

Avec :

$\rho(x)$ ; la densité de charge.

$\epsilon_s$ ; la permittivité du semi-conducteur.

$$p(T) = n_i \exp\left(-\frac{E_{FP} - E_{Fi(P)}}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{q \phi(x)}{k_B T}\right)$$

$$n(T) = n_i \exp\left(-\frac{E_{FN} - E_{Fi(N)}}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{q \phi(x)}{k_B T}\right)$$

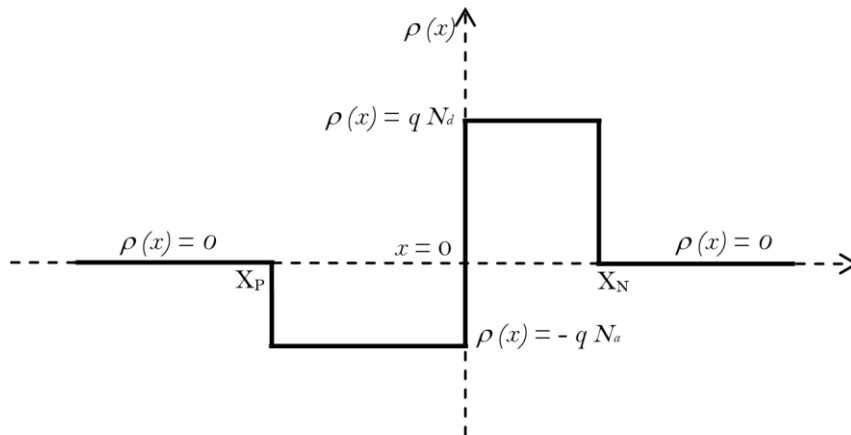
$$N_d^+ = N_d$$

$$N_a^- = N_a$$

Cette équation peut être écrite sous la forme unidimensionnelle suivante :

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = -\frac{q}{\epsilon_s} (p - n + N_d^+ - N_a^-)$$

Pour résoudre cette équation, nous supposons que la charge présente dans le semi-conducteur est seulement due à une distribution homogène d'impuretés. La concentration en porteurs de charges libres est donc négligeable devant  $N_d$  et  $N_a$ . En plus, la densité de charge est supposée constante dans les deux régions de la zone de déplétion (cas d'une jonction abrupte), figure 4.



**Figure 4 :** Evolution de la densité de charge  $\rho(x)$

Alors, la distribution de charges  $\rho(x)$  est donnée par la relation suivante :

$$\rho(x) = \begin{cases} 0, & \text{si } -\infty < x \leq -X_p \\ -q N_a, & \text{si } -X_p < x \leq 0 \\ +q N_d, & \text{si } 0 \leq x < +X_N \\ 0, & \text{si } +X_N \leq x < +\infty \end{cases}$$

Avec :  $q = e$ , la charge de l'électron

b. **Calcul des champs électriques :**  $E_P(x)$  et  $E_N(x)$ .

Pour déterminer le champ électrique créé dans chaque région il faut intégrer l'équation de Poisson correspondante. Figure 5.

$(-\infty < x \leq X_p)$  avec :  $\rho(x) = 0$ , le champ électrique  $E$  est nul ( $E = 0$ ).

$(X_p < x \leq 0)$  avec :  $\rho(x) = -q N_a$

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = - \frac{dE(x)}{dx} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = \frac{q N_a}{\epsilon_s}$$

Le champ électrique au point ( $x = X_p$ ) est nul, alors par intégration de l'équation de Poisson le champ électrique dans la région dopée P de la jonction s'écrit:

$$E_P(x) = - \frac{q N_a}{\epsilon_s} (x - X_p)$$

$(0 \leq x < +X_N)$  avec :  $\rho(x) = q N_d$

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = - \frac{dE(x)}{dx} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = - \frac{q N_d}{\epsilon_s}$$

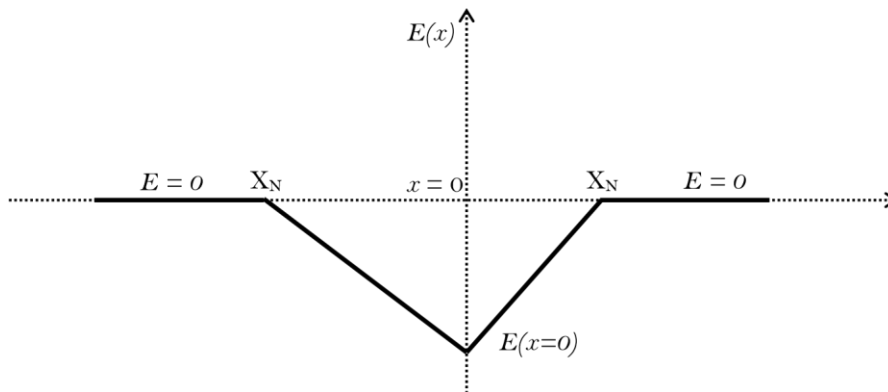
Le champ électrique au point ( $x = +X_N$ ) est nul, alors par intégration de l'équation de Poisson le champ électrique dans la région dopée N de la jonction s'écrit:

$$E_N(x) = - \frac{q N_d}{\epsilon_s} (X_N - x)$$

Au point ( $x = 0$ ), la continuité du champ électrique impose que :

$$\frac{q N_a}{\epsilon_s} X_p = \frac{q N_d}{\epsilon_s} X_N \Rightarrow N_a X_p = N_d X_N$$

$(+X_N \leq x < +\infty)$  avec :  $\rho(x) = 0$ , le champ électrique  $E$  est nul ( $E = 0$ ).



**Figure 5 :** Champ électrique dans les différentes régions de la jonction



c. **Calcul des potentiels électriques :**  $V_P(x)$  et  $V_N(x)$

Le potentiel électrique  $\phi$  créé dans chaque région de la jonction est déterminé par intégration du champ électrique  $E$ .

$$E(x) = -\frac{d\phi}{dx} = -\frac{dV}{dx} \Rightarrow V = -\int E(x) dx$$

$(-\infty < x \leq X_P)$ : le champ électrique  $E$  est nul ( $E = 0$ ), le potentiel est donc constant.

Alors :  $V = V_P$  ( $x = X_P$ )

$(X_P < x \leq 0)$ :  $E$  en  $x = X_P$  ( $E = 0$  et  $V = V_P$ )

Le champ électrique  $E$  est donné par la relation précédente :

$$E_P(x) = -\frac{q N_a}{\epsilon_s} (x - X_P)$$

$$E(x) = -\frac{dV}{dx} \Rightarrow \int_{V_P}^{V(x)} dV = -\int_{X_P}^x E(x) dx$$

$$V(x) = \frac{q N_a}{\epsilon_s} \int_{X_P}^x (x - X_P) dx = \frac{q N_a}{2 \epsilon_s} (x - X_P)^2 + V_P$$

$$V_P(x) = \frac{q N_a}{2 \epsilon_s} (x - X_P)^2 + V_P$$

$(0 \leq x < +X_N)$ :  $E$  en  $x = X_N$  ( $E = 0$  et  $V = V_N$ )

Le champ électrique  $E$  est donné par la relation précédente :

$$E_N(x) = -\frac{q N_d}{\epsilon_s} (X_N - x)$$

$$E(x) = -\frac{dV}{dx} \Rightarrow \int_{V(x)}^{V_N} dV = -\int_x^{X_N} E(x) dx$$

$$V(x) = +\frac{q N_d}{\epsilon_s} \int_x^{X_N} (X_N - x) dx = -\frac{q N_d}{\epsilon_s} \int_x^{X_N} (x - X_N) dx = -\frac{q N_d}{2 \epsilon_s} (x - X_N)^2 + V_N$$

$$V_N(x) = -\frac{q N_d}{2 \epsilon_s} (x - X_N)^2 + V_N$$

Au point ( $x = 0$ ), la continuité du potentiel impose que :

$$\frac{q N_a}{2 \epsilon_s} X_P^2 + V_P = -\frac{q N_d}{2 \epsilon_s} X_N^2 + V_N$$

$$V_N - V_P = \frac{q N_a}{2 \epsilon_s} X_P^2 + \frac{q N_d}{2 \epsilon_s} X_N^2 = \frac{q}{2 \epsilon_s} (N_a X_P^2 + N_d X_N^2)$$

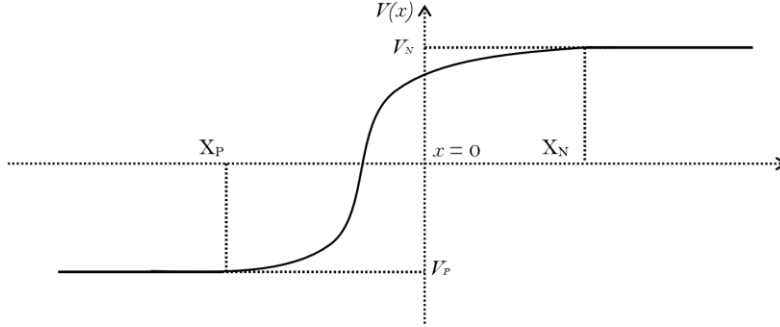
Le potentiel de diffusion  $V_d$  est la différence entre le potentiel  $V_N$  et  $V_P$ , il s'écrit ;

$$V_d = V_N - V_P = \frac{q N_a}{2 \epsilon_s} X_P^2 + \frac{q N_d}{2 \epsilon_s} X_N^2 = \frac{q}{2 \epsilon_s} (N_a X_P^2 + N_d X_N^2)$$

$$V_d = V_N - V_P = \frac{q}{2 \epsilon_s} (N_a X_P^2 + N_d X_N^2)$$

( $+X_N \leq x < +$ ), le champ électrique  $E$  est nul, ( $E = 0$ ). Le potentiel est donc constant.

Alors :  $V = V_N$  ( $x = X_N$ )



**Figure 6** : Potentiel électrique dans les différentes régions de la jonction

d. **Calcul de la tension de diffusion  $V_d$** ; barrière de potentiel.

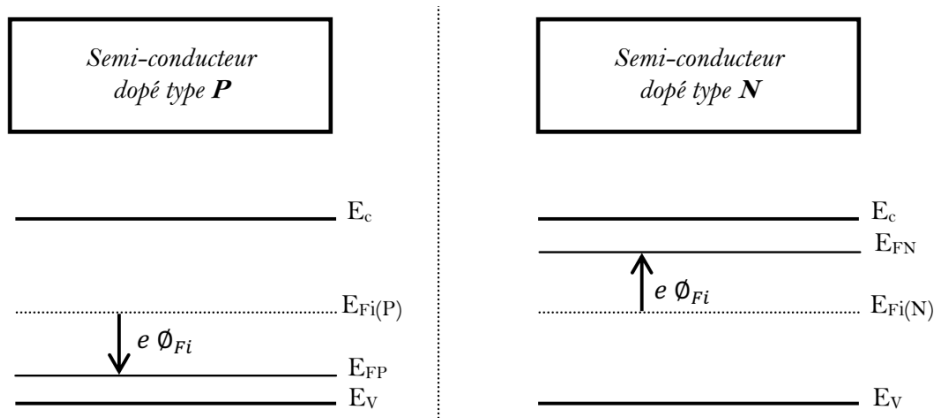
Dans une jonction abrupte, la concentration en atomes donneurs dans la région dopée N est  $N_d$  (en  $\text{cm}^{-3}$ ) et la concentration en accepteurs dans la région dopée P est  $N_a$  (en  $\text{cm}^{-3}$ ), la différence en énergie entre le niveau de Fermi du semi-conducteur intrinsèque ( $E_{Fi}$ ) et le niveau de Fermi du semi-conducteur extrinsèque ( $E_{FN}$ ) ou ( $E_{FP}$ ) s'écrit : figure 7.

Semi-conducteur dopé N:

$$E_{FN} - E_{Fi(N)} = e \phi_{Fi(N)} = k_B T \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) \quad \text{Avec ; } n_N = N_d \text{ et } p_N = n_i^2/N_d$$

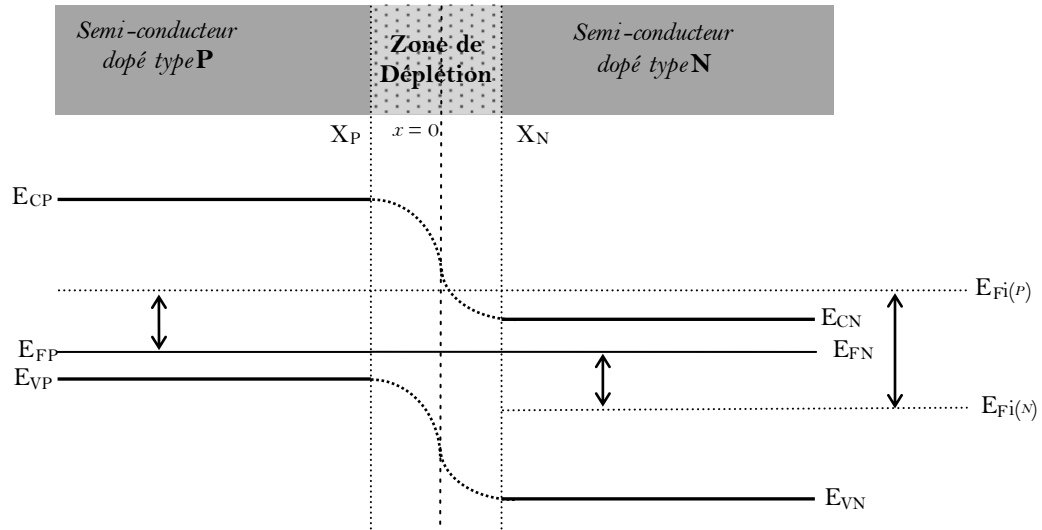
Semi-conducteur dopé P:

$$E_{Fi(P)} - E_{FP} = e \phi_{Fi(P)} = k_B T \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) \quad \text{Avec ; } p_P = N_a \text{ et } n_P = n_i^2/N_a$$



**Figure 7** : Diagrammes énergétiques des semi-conducteurs (dopé type P et dopé type N) avant la formation de la jonction

L'énergie ( $e \phi_o$ ) correspondante au potentiel interne est déduite de la condition d'alignement des deux niveaux de Fermi extrinsèques ( $E_{FN} = E_{FP}$ ), figure 8.



**Figure 8** : Diagramme énergétique des semi-conducteurs (dopé type P et dopé type N) après la formation de la jonction

Le potentiel interne s'écrit :

$$E_{Fi(P)} - E_{Fi(N)} = e (\phi_{Fi(N)} + \phi_{Fi(P)}) = e \phi_o = k_B T \ln \left( \frac{N_d}{n_i} \right) + k_B T \ln \left( \frac{N_a}{n_i} \right)$$

$$e \phi_o = k_B T \ln \left( \frac{N_d N_a}{n_i^2} \right)$$

$$V_d = \phi_o = \frac{k_B T}{e} \ln \left( \frac{N_d N_a}{n_i^2} \right)$$

Le potentiel de diffusion  $V_d$  s'écrit aussi ;

$$V_d = \frac{E_{CP} - E_{CN}}{e}$$

A température ambiante, la tension de diffusion de  $V_d$  est de l'ordre de 0,7 V pour une jonction au silicium est de l'ordre de 0,35 V pour une jonction germanium.

e. **Calcul de la largeur de la zone de charge d'espace  $w$  (zone de déplétion).**

Les relations précédentes du potentiel de diffusion permettent de déduire la largeur de la zone de déplétion  $w$ :

$$w = X_P + X_N$$

\* La largeur de la région dopée P est donnée par la relation :

$$X_P = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{e} \frac{V_d N_d}{N_a (N_a + N_d)}}$$

\* La largeur de la région dopée N est donnée par la relation :

$$X_N = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{e} \frac{V_d N_a}{N_d (N_a + N_d)}}$$

\* La largeur  $w$  est donnée par la relation :

$$w = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{e} \frac{V_d (N_a + N_d)}{N_a N_d}}$$

Exemple:

Dans une jonction PN, la distribution de charges  $\rho(x)$  est donnée par la relation suivante :

$$\rho(x) = \begin{cases} 0, & \text{si } -l_p < x \leq -l_p \\ -q N_a, & \text{si } -l_p < x \leq 0 \\ +q N_d, & \text{si } 0 \leq x < +l_n \\ 0, & \text{si } +l_n \leq x < + \end{cases}$$

Avec :  $N_a$  et  $N_d$  sont respectivement la densité d'accepteurs et la densité de donneurs.

1. Exprimer, en fonction de  $x$ , le champ électrique  $E(x)$  à l'intérieure de la zone de déplétion  $[-l_p, l_n]$ .
2. Dédire la relation entre  $N_a$ ,  $N_d$ ,  $l_p$  et  $l_n$  puis représenter le champ électrique  $E(x)$ .
3. Déterminer le potentiel  $\phi(x)$  dans chaque région de la jonction.

solution:

1. Le champ électrique  $E(x)$  à l'intérieure de la zone de déplétion  $[-l_p, l_n]$ .

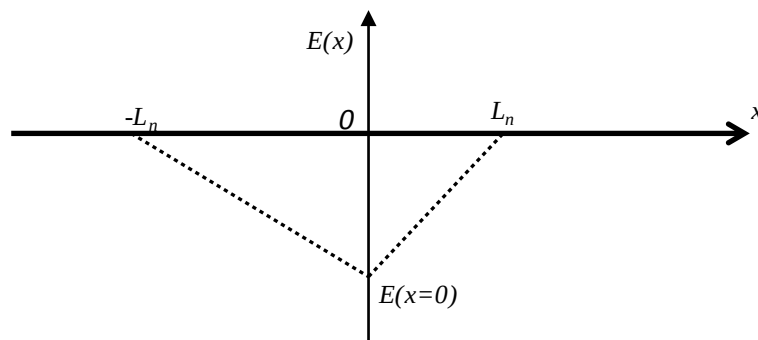
$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s}$$

Pour :  $-l_p < x < 0$ , le champ électrique s'écrit :  $E(x) = -\frac{e}{\epsilon_s} N_a (x + l_p)$

Pour :  $0 < x < l_n$ , le champ électrique s'écrit :  $E(x) = -\frac{e}{\epsilon_s} N_d (l_n - x)$

2. La relation entre  $N_a$ ,  $N_d$ ,  $l_p$  et  $l_n$ ,  $N_a l_p = N_d l_n$

Représentation du champ électrique  $E(x)$ .



3. Détermination du potentiel  $\phi(x)$  dans chaque région de la jonction.

$$-\frac{d\phi(x)}{dx} = E(x)$$

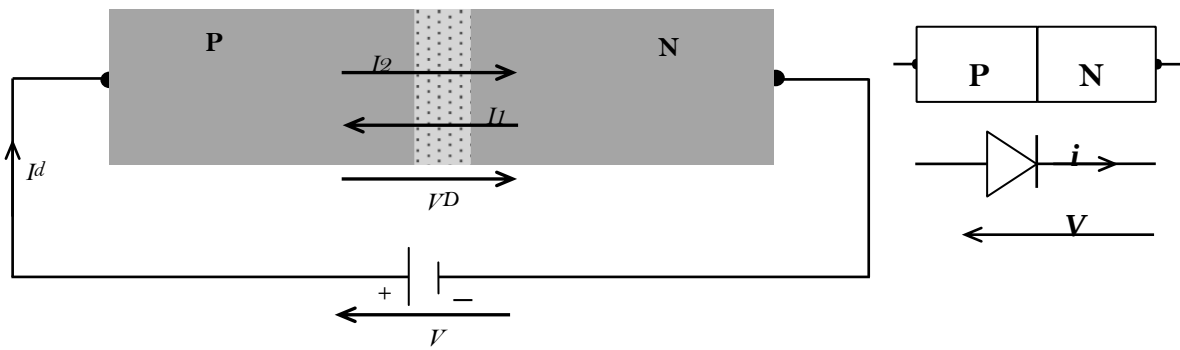
Pour :  $-l_p < x < 0$  :  $\phi(x) = +\frac{e}{2\epsilon_s} N_a (x + l_p)^2 + \phi_{op}$

Pour :  $0 < x < l_n$  :  $\phi(x) = -\frac{e}{2\epsilon_s} N_d (l_n - x)^2 + \phi_{on}$

### 3. Etude d'une jonction PN polarisée (hors équilibre).

#### a. Polarisation directe

Dans le cas d'une polarisation directe le sens passant d'une diode est défini par le sens des courants créés par les porteurs majoritaires dans la jonction. Les électrons majoritaires de la zone N se déplacent vers l'anode, les trous majoritaires de la zone P se déplacent vers la cathode. Le sens direct est défini par un courant dirigé de l'anode vers la cathode, figure 9.



**Figure 9:** Polarisation directe de la jonction PN et symbole de la diode

La différence de potentiel est supérieure à zéro.

$$V = V_p - V_n > 0$$

Le courant créé par les porteurs minoritaires s'écrit :

$$|i_1| = I_s = i_o e^{\frac{-eV_D}{k_B T}}$$

Et le courant des porteurs majoritaires s'écrit :

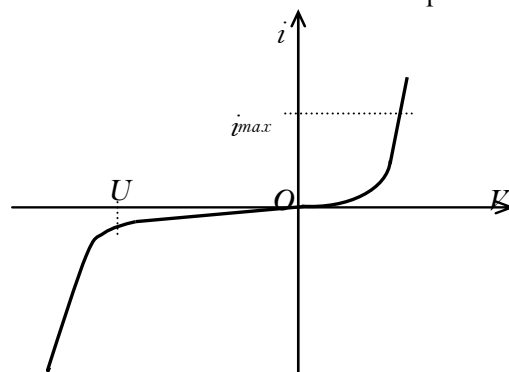
$$|i_2| = I_o e^{\frac{-(eV_D - V)}{k_B T}} = I_s e^{\frac{eV}{k_B T}} \gg |i_1|$$

Le courant direct s'écrit donc :

$$i_d = |i_2| - |i_1| = I_s \left( e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) \approx I_s e^{\frac{eV}{k_B T}} \gg |i_1|$$

Alors, le courant  $i_d$  résulte du déplacement des porteurs majoritaires.

En polarisation directe, il faut vérifier que l'intensité reste inférieure à une valeur maximale  $i_{\max}$  qui peut varier de 20 mA pour une diode de signal utilisable en hautes fréquences à plusieurs ampères pour une diode de redressement utilisable à une fréquence voisine à 50 Hz.



Caractéristique  $I = f(V)$  d'une diode

### b. Polarisation inverse.

Lors de l'utilisation en polarisation inverse, la tension doit rester supérieure à une valeur minimale notée  $(-U)$ . Dans le cas de la polarisation inverse la jonction est reliée à une alimentation dans le sens bloqué, figure 10.

La différence de potentiel s'écrit :

$$V = V_n - V_p > 0$$

Le courant crée par les porteurs minoritaires s'écrit :

$$|i_1| = I_s = i_o e^{\frac{-eV_D}{k_B T}}$$

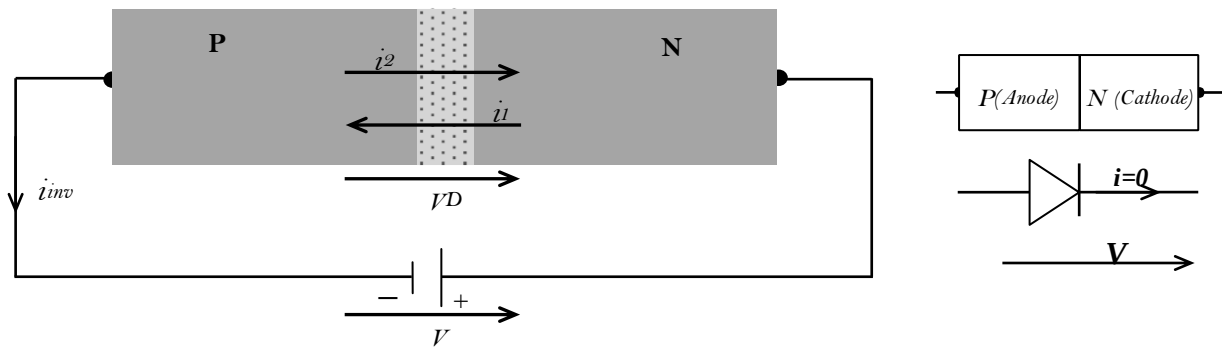
Et le courant des porteurs majoritaires s'écrit :

$$|i_2| = I_o e^{\frac{-(eV_D + V)}{k_B T}} = I_s e^{\frac{-eV}{k_B T}} \ll |i_1|$$

Le courant inverse s'écrit donc :

$$|i_{inv}| = |i_1| - |i_2| = I_s \left(1 - e^{\frac{-eV}{k_B T}}\right) \approx I_s$$

Alors, le courant  $i_{inv}$  résulte du déplacement des porteurs minoritaires. L'intensité du courant est très faible, il est de l'ordre de quelques pA à quelques nA.



**Figure. 10:** Polarisation inverse de la jonction PN

### c. Caractéristique courant – tension I(V)

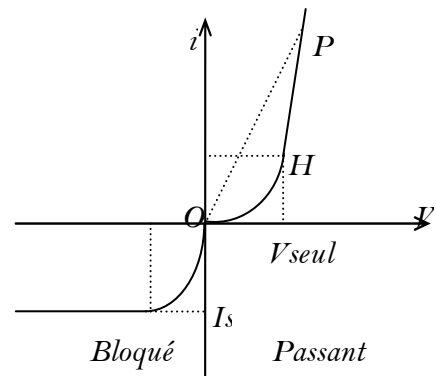
La caractéristique courant - tension  $i(V)$  est représentée par le graphe suivant :

- La résistance statique est donnée par la relation :

$$R = \frac{1}{\text{pente de } OP}$$

- La résistance dynamique par la relation :

$$R_d = \frac{1}{\text{pente de } HP}$$



Caractéristique  $I = f(V)$  d'une diode

### Remarques:

- La résistance dans le sens passant  $R_d$  est de quelques  $\Omega$ .
- La résistance dans le sens bloqué est très élevée et tend vers infinie.
- Le courant inverse  $I_s$  est constant et vaut quelques  $\mu A$ .
- La tension seuil  $V_{seuil} = V_D = 0,2\text{ V}$  pour Ge et  $0,6\text{ V}$  pour Si.
- La zone où le potentiel est inférieure à  $-U$  ( $u < -U$ ), est appelée *zone d'avalanche*. C'est une zone dans laquelle la diode est détériorée.

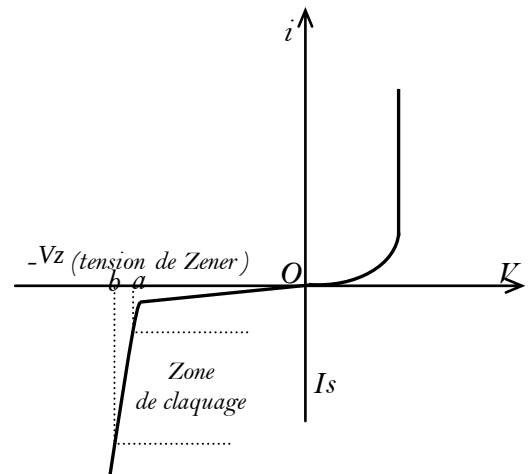
## 4. Types de jonctions PN

### 4.1. Diodes Zener

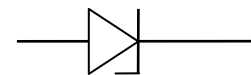
Les diodes Zener sont des stabilisateurs de tensions continues. Ce type de diode permet de conserver la tension constante dans la zone de claquage. La caractéristique de la diode Zener est représentée par la fonction  $I = f(V)$  suivante :

En polarisation inverse, si la tension dépasse une tension ( $-V_z$ ), selon de composant choisi, il apparaît un courant dit de claquage de la jonction. Ce phénomène est dû soit à l'effet d'avalanche, soit à l'effet Zener. La tension de claquage est faible (quelques volts ou quelques dizaines de volts).

- le claquage par effet Zener se produit lorsque  $|V| < a$
- le claquage par l'effet avalanche se produit lorsque  $|V| > b$ .



Caractéristique  $I = f(V)$  d'une diode Zener



Symbole diode Zener

### 4.2. Diodes à avalanche

Dans les diodes à semi-conducteurs et même les transistors, le mode de claquage le plus courant se produit par effet avalanche. Ce phénomène résulte lorsqu'une forte tension inverse est appliquée aux bornes de la jonction. En effet, sous l'effet du champ électrique interne, l'énergie cinétique des porteurs minoritaires devient suffisante pour créer des paires électron-trou dans la zone de transition. Ces porteurs sont ensuite accélérés par le champ interne et créent à leur tour de nouvelles paires électron-trou (d'où le nom d'avalanche du phénomène). Le courant augmente très rapidement et provoque ainsi la destruction de la jonction par effet Joule.

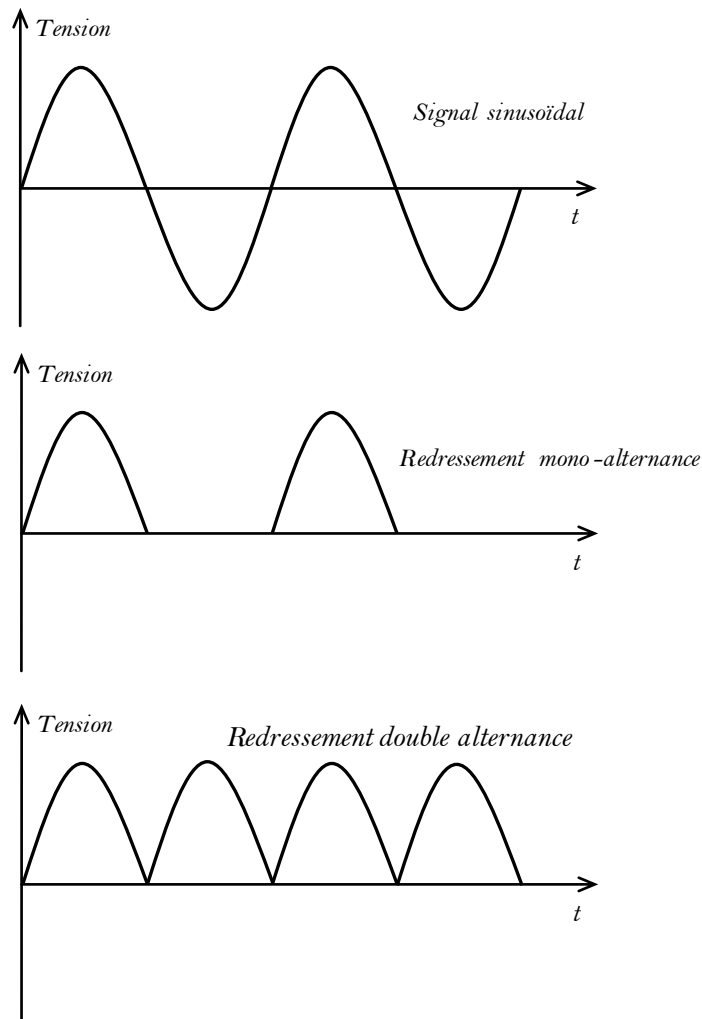
### 4.3. Diodes à effet tunnel

Dans certaines conditions, en polarisation inverse d'une jonction PN, les électrons de la bande de valence dans la partie P de la jonction peuvent passer directement à la bande de conduction de la partie N de la jonction. Ce processus de nature quantique est appelé effet tunnel.

## 5. Applications des jonctions PN : Redressement de signaux alternatifs

Les appareils électroniques fonctionnent sous tension continue. Pour cela, la diode à jonction est principalement utilisée pour transformer un signal sinusoïdal en signal continu. Parmi les applications des diodes les plus utilisés sont le redressement mono-alternance et double alternance.

- Le redressement mono-alternance consiste à transformer le signal sinusoïdal, c'est-à-dire à supprimer les alternances négatives ou les alternances positives, figure 11.
- Le redressement double alternance consiste à rendre positive les alternances négatives du signal sinusoïdal, figure 11.



**Figure 11:** Redressement mono-alternance et double alternance d'un signal sinusoïdal



## Chapitre 3 : Transistors bipolaires

### 1. Introduction aux transistors bipolaires (NPN et PNP)

Un transistor est constitué par trois régions appelées ; émetteur, base et collecteur. La jonction entre l'émetteur et la base ou entre la base et le collecteur est un contact métallurgique.

Il existe actuellement deux classes de transistors :

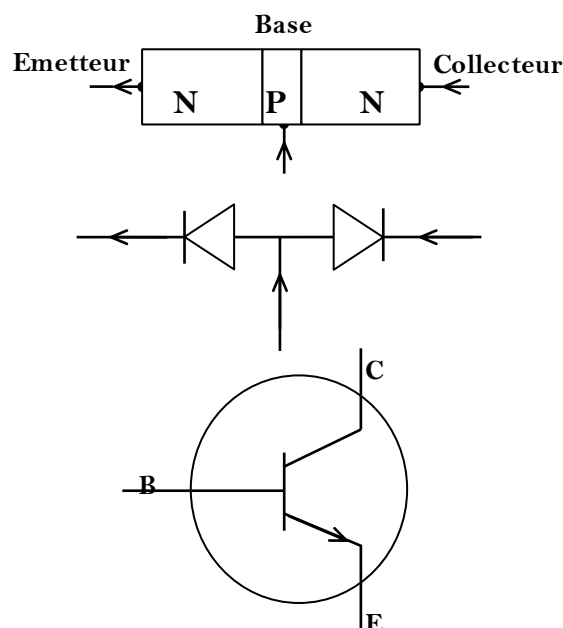
- **Les transistors bipolaires** : Ils sont constitués de trois zones de semi-conducteurs de type (NPN) ou de type (PNP).
- **les transistors unipolaires** : Dans ce type de transistors un seul type de porteurs de charge est responsable du passage de courant. Ce sont les transistors à effet de champ (TEC), ou transistors FET (Field Effect Transistors).

Ce chapitre est consacré seulement aux transistors bipolaires.

#### **1.1. Définition**

Un transistor bipolaire (bijonction PNP ou NPN) est constitué de deux jonctions PN ayant des sens passants opposés. C'est un monocristal de semi-conducteurs, principalement le silicium, dopé pour obtenir les deux jonctions N/P et P/N. il existe deux types de transistors bipolaires : comme le montre la figure VI.1.

- **Les transistors NPN** : Dans ce type de transistors, la couche mince dopée P est située entre les deux zones dopées N. (figure 1)
- **Les transistors PNP** : Dans ce type de transistors, la couche mince dopée N est située entre les deux zones dopées P.



**Figure 1** : Les différentes représentations du transistor NPN

- La flèche sur le dernier schéma montre le sens passant de la jonction (B/E).
- $i_E$  : le courant émetteur
- $i_C$  : le courant collecteur
- $i_B$  : le courant base.

Les caractéristiques du transistor sont les suivantes :

- Le courant émetteur est donné par la relation :  $i_E = i_C + i_B$
- La résistante d'entrée  $R_{(B/E)}$  de la jonction passante (B/E) est faible et la résistante de sortie  $R_{(B/C)}$  de la jonction (B/C) est très grande. jonction (B/C) est une jonction bloquée.
- L'amplification statique est définie par le facteur  $\beta = \frac{i_C}{i_B}$  avec ;  $50 < \beta < 400$

## **1.2. Propriétés des différentes régions**

Le transistor peut être considéré comme composant à trois bornes (tripôle) : Emetteur, Base et Collecteur.

### **La base :**

La base est une couche intermédiaire, elle est très mince et légèrement dopée. La concentration en porteurs majoritaires est assez faible.

### **L'émetteur :**

L'émetteur est la zone la plus dopée du transistor. Le rôle de l'émetteur consiste à injecter des porteurs dans la base (électrons dans le cas d'un transistor NPN).

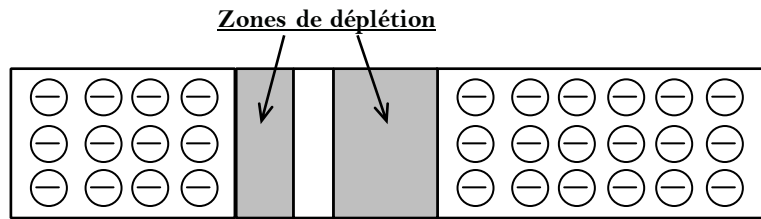
### **Le collecteur :**

Le collecteur est de même type que l'émetteur. Le dopage du collecteur est plus faible que celui de l'émetteur et sa géométrie est différente. Le rôle principal du collecteur est de recueillir les porteurs (électrons dans le cas d'un transistor NPN).

***Remarque :** Le nom transistor (**transfert** de **résistors**) de ce type de dipôle électrique résulte de ses résistances caractéristiques (résistance faible entre la jonction (B/E) et élevée entre la jonction (B/C)).*

## **1.3. Transistors bipolaires non polarisé de type (NPN)**

Le transistor bipolaire de type (NPN) est le transistor le plus utilisé et le plus facile à réaliser. Si les régions NPN du transistor ne sont plus isolées l'une de l'autre, les électrons libres diffusent à travers les deux jonctions ce qui donne deux zones de déplétion (figure 2). Ces zones sont pauvres de porteurs majoritaires et la barrière de potentiel pour chacune d'elles est d'environ 0,6 à 0,7 volt (cas du silicium  $Si$ ).



**Figure 2 :** Transistor bipolaire NPN non polarisé

Dans les trois régions dopées, les concentrations en porteurs ne sont pas les mêmes. La largeur de la zone de déplétion côté émetteur (fortement dopé) est donc beaucoup moins large que celle du côté base qui est très peu dopée. La largeur de la zone de déplétion du côté collecteur est presque la même que celle de la base.

## **VI.2. Effet transistor**

Dans une jonction PN le courant inverse est proportionnel aux densités de porteurs minoritaires. L'effet transistor consiste à moduler le courant inverse de la jonction base-collecteur polarisée en inverse, par une injection de porteurs minoritaires dans la base à partir de la jonction émetteur-base polarisée dans le sens direct. Les porteurs minoritaires injectés (trous) dans la base sont ensuite soumis à un champ intense de la jonction base collecteur polarisée en inverse puis dérivent vers le collecteur. Pour que les porteurs minoritaires atteignent la jonction base-collecteur l'épaisseur de la base doit être inférieure à leur longueur de diffusion. Cette condition est fondamentale pour éviter la recombinaison des porteurs minoritaires lors de la traversée de la base.

Les équations permettant une meilleure description de fonctionnement du transistor se déduisent à partir de l'équation caractéristique de la jonction PN. Le principe de superpositions de deux états d'équilibre (sans polarisation), collecteur-base puis émetteur-base en court-circuit conduit aux équations de fonctionnement dites de d'**Ebers – Moll**.

### **Collecteur-base en court-circuit** ( $V_{EB} \neq 0$ et $V_{CB} = 0$ )

- Le courant de l'émetteur  $I_E$  est créé par les porteur de charge dans de la jonction PN. Il est défini par la relation suivante :

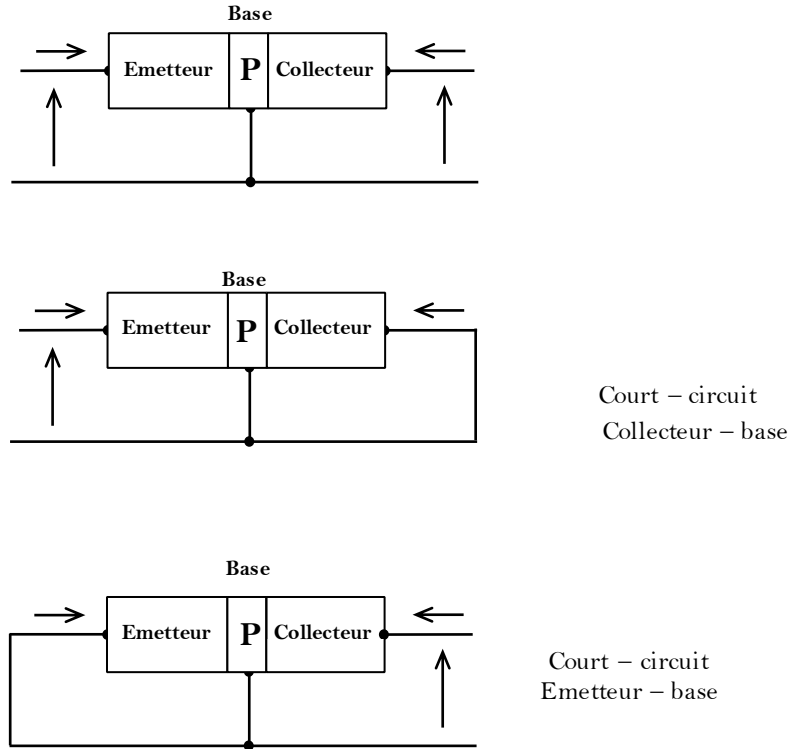
$$I_E = I_{s1} (e^{e V_{EB}/k_B T} - 1)$$

Le courant  $I_{s1}$ , est le courant de saturation de la jonction émetteur-base.

- Le courant du collecteur est une fraction du courant émetteur, défini par la relation suivante :

$$I_C = -\alpha I_E = -\alpha I_{s1} (e^{e V_{EB}/k_B T} - 1)$$

Avec,  $\alpha$  le gain courant du transistor à tension collecteur-base nulle.



**Figure 3 :** Principe de superposition appliqué au bipolaire. Montages en court-circuit collecteur-base et émetteur-base

### Emetteur-base en court-circuit ( $V_{EB} = 0$ et $V_{CB} \neq 0$ )

- Le courant du collecteur  $I_C$  est créé par les porteur de charge dans de la jonction collecteur-base polarisée par une tension  $V_{CB}$ . Il est défini par la relation suivante :

$$I_C = I_{s2} (e^{e V_{CB}/k_B T} - 1)$$

Le courant  $I_{s2}$ , est le courant de saturation de la jonction collecteur-base.

- Le courant émetteur s'écrit en fonction du courant collecteur par la relation :

$$I_E = -\alpha_i I_C = -\alpha_i I_{s2} (e^{e V_{CB}/k_B T} - 1)$$

Avec,  $\alpha_i$  représente le gain courant inverse du transistor à tension émetteur-base nulle et ( $\alpha > \alpha_i$ ).

Par superpositions des deux états d'équilibre, les expressions précédentes permettent de déduire les équations d'Ebers – Moll :

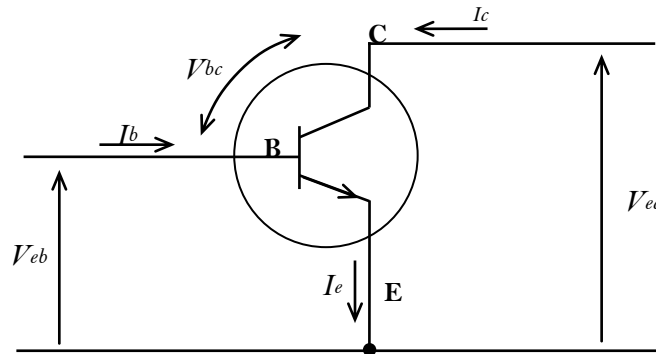
$$I_E = I_{s1} (e^{e V_{EB}/k_B T} - 1) - \alpha_i I_{s2} (e^{e V_{CB}/k_B T} - 1)$$

$$I_C = I_{s2} (e^{e V_{CB}/k_B T} - 1) - \alpha I_{s1} (e^{e V_{EB}/k_B T} - 1)$$

#### 4. Caractéristiques courant – tension d'un transistor (montage émetteur commun)

En pratique le transistor est utilisé comme un composant à quatre bornes, c'est-à-dire un quadripôle. Dans ce cas, l'une des trois bornes, émetteur, base et collecteur est commune entre l'entrée et la sortie. Parmi les montages possibles, le plus utilisé est celui de l'émetteur comme borne commune, figure 4.

Dans un montage d'émetteur commun, la partie entrée du circuit est le côté base, la différence de potentiel est  $V_{eb}$ . La partie sortie du circuit est du côté collecteur, la différence de potentiel est  $V_{ec}$ . Les courants d'entrée et de sortie sont respectivement le courant de base  $I_b$  et le courant du collecteur  $I_c$ .



**Figure 4:** Transistor en émetteur commun

Les équations correspondantes au montage émetteur commun sont les relations de conservation du courant et de potentiel suivantes :

$$\begin{aligned} V_{eb} + V_{bc} + V_{ce} &= 0 \\ I_e + I_b + I_c &= 0 \end{aligned}$$

Avec :

$$\begin{aligned} I_e &= -(I_b + I_c) \\ V_{eb} &= -V_{be} \quad \text{et} \quad V_{cb} = V_{ce} - V_{be} \end{aligned}$$

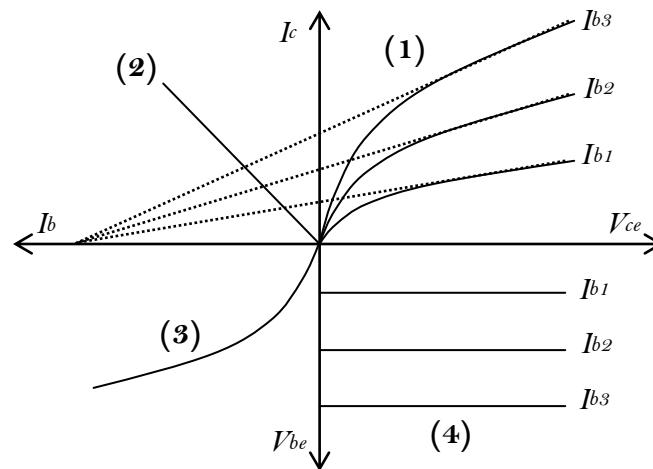
En régime de fonctionnement normal, c'est-à-dire le montage est en sens direct (pôle (+) du générateur est du côté base) à condition que  $(-V_{cb} \gg k_B T/e)$  et  $(V_{eb} \gg k_B T/e)$ , les équations de courants se simplifient aux équations :

$$\begin{aligned} I_e &\approx I_{s1} (e^{e V_{eb}/k_B T}) \\ I_c &\approx -\alpha I_{s1} (e^{e V_{eb}/k_B T}) = -\alpha I_e \end{aligned}$$

Ceci permet de déduire le courant de base  $I_b$ .

$$I_b \approx -(1 - \alpha) I_{s1} (e^{-e V_{be}/k_B T}) \quad \text{et} \quad I_c \approx \beta I_b \quad \text{Avec : } \beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$$

Comme le montre ces relations, lorsque  $V_{ce}$  est constante le courant d'entrée  $I_b$  dépend de la tension  $V_{be}$ . Elles montrent aussi que le courant  $I_b$  est très inférieur au courant  $I_e$  ( $\alpha \approx 1$ ). La caractéristique d'entrée est représentée par la partie (3) dans la figure 5.



**Figure 5 :** Caractéristiques d'entrée et de sortie du montage émetteur commun

Les caractéristiques de sortie sont exprimées par le courant  $I_c(V_{ce})$  à  $I_b$  constant. La figure montre bien que le courant  $I_c$  varie linéairement avec la tension  $V_{ce}$  avec une pente proportionnelle au courant d'entrée  $I_b$ , partie (1) de la figure.

Remarquons bien que l'extrapolation des parties linéaires des caractéristiques  $I_c(V_{ce})$  convergent en un même point de tension ( $V_a = -\beta_o/K$ ) quel que soit le courant d'entrée  $I_b$ . Cette tension est appelée tension de d'Early. Le courant de sortie est donné par la relation suivante :

$$I_c = \beta_o I_b + K I_b V_{ce} = (\beta_o + K V_{ce}) I_b = \beta I_b$$

$$\beta = \beta_o + K V_{ce}$$

Avec :

En conclusion, le gain en courant  $\beta$  augmente linéairement avec la tension de polarisation  $V_{ce}$ , partie (2) de la figure 5. La caractéristique de transfert en courant donnée par la relation  $I_c \approx \beta I_b = (\beta_o + K V_{ce}) I_b$  est représentée par la partie (4) de la figure. Elle traduit la variation de la tension  $V_{be}$  en fonction de la tension  $V_{ce}$ . Les courbes tracées montrent la faible sensibilité de la tension  $V_{be}$  à  $V_{ce}$ .

Remarques :

- Le coefficient d'amplification en courant  $\beta$  varie de plusieurs centaines pour les petits transistors à quelques dizaines pour les composants de puissance élevée.

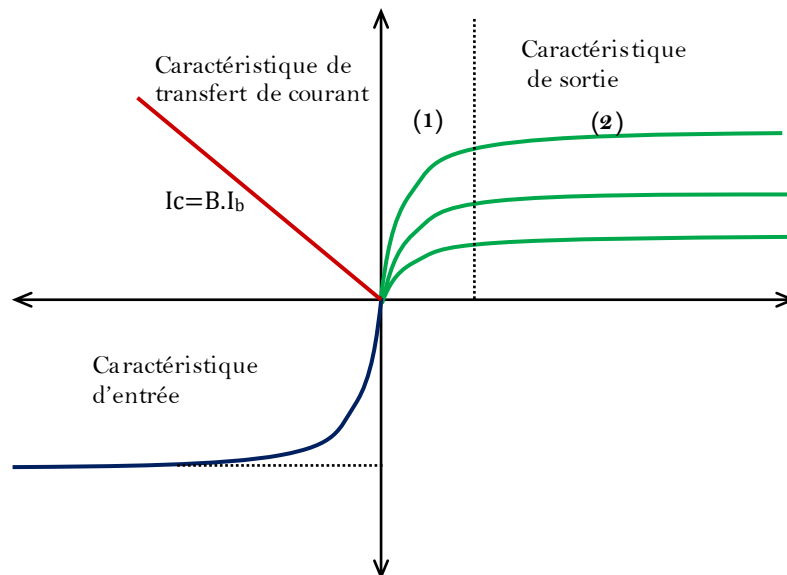
## 5. Transistor amplificateur en montage émetteur commun

### 5.1. Caractéristiques statiques et point de fonctionnement

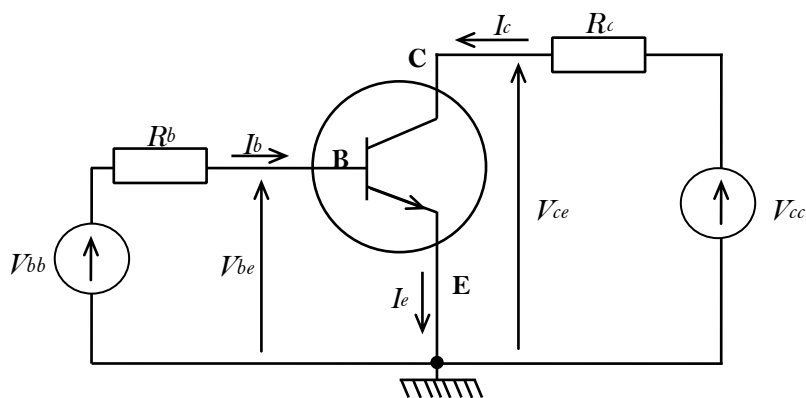
Considérons le montage de la figure 6. Les caractéristiques du transistor sont représentées par les relations suivantes :

$$I_e = I_b + I_c \quad \text{et} \quad I_b \ll I_c$$

- La jonction base – émetteur (B/E) est passante. Ceci signifie que la résistance d'entrée  $R_{B/E}$  est considérée faible.
- La jonction base – collecteur (B/C) est bloquée. Ceci signifie que la résistance de sortie  $R_{B/C}$  est considérée très grande.
- L'amplification statique est exprimée par de coefficient  $\beta = I_c/I_b$ , ( $50 < \beta < 400$ ) .
- Les caractéristiques du transistor, transfert de courant, courant d'entrée et de sortie sont représentées graphiquement sur la figure 6.

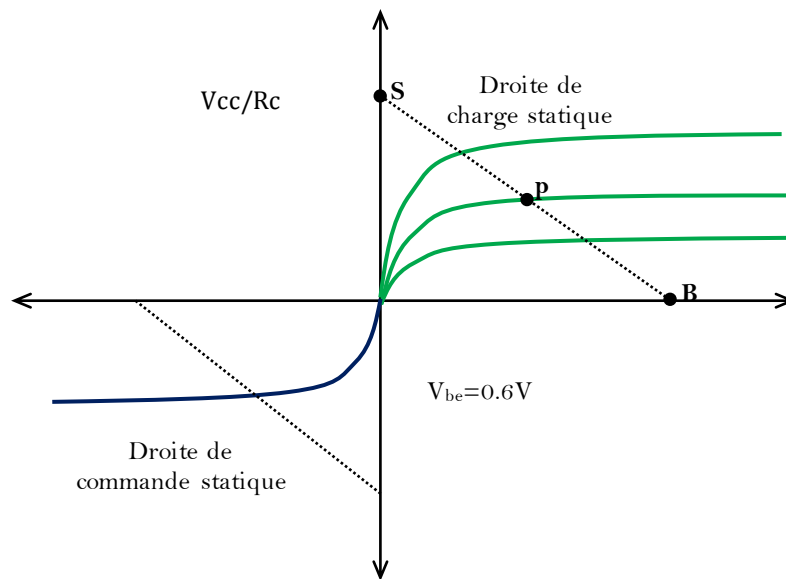


**Figure 6 :** Représentation graphique des caractéristiques du transistor, transfert de courant, courant d'entrée et de sortie



Montage en émetteur commun d'un transistor polarisé

- En commutation :
  - le potentiel  $V_{be} < 0.6 \text{ V}$ , le courant  $I_b$  est très faible et le courant  $I_c \approx I_b \approx 0$ . Au point B,  $V_{ce} = V_{cc}$ , dans ce cas le transistor est bloqué.
  - Lorsque  $I_b$  est maximum, les potentiels  $V_{be} \approx 0.6 \text{ V}$ ,  $V_{ce} \approx 0$  et le courant  $I_c \approx V_{cc}/R_c$ , dans ce cas le transistor est saturé.
- En amplification :
  - Entre les points B et S, le courant  $I_c$  se déduit de la droite de charge statique par la relation  $I_c = \beta I_b$ .

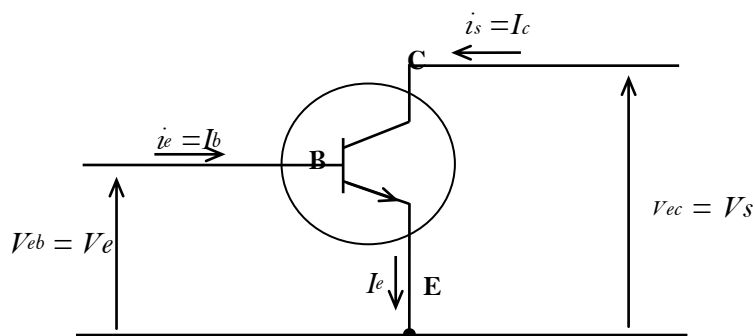


*Représentation graphique du point de fonctionnement (droite de charge statique)*

## **5.2. Amplification en tension et fonction de transfert**

Dans les circuits électroniques l'amplification des signaux repose essentiellement sur les transistors. Ce composant électronique constitue également l'élément de base dans la fabrication des circuits intégrés. Parmi les trois montages fondamentaux, le montage en émetteur commun est le plus utilisé.

Considérons le montage émetteur commun de la figure 7. Lorsque le circuit est sous une tension alternative sinusoïdale, la tension d'entrée  $V_{eb} = V_e$  est amplifiée entre le collecteur et l'émetteur.



**Figure 7:** *Transistor en émetteur commun (tension sinusoïdale)*



En notation complexe, la tension d'entrée est exprimée en fonction de l'impédance d'entrée  $Z_e$  par la relation suivante :

$$V_e = Z_e i_e$$

A la sortie, la tension  $V_s$  est exprimée aussi en fonction de l'impédance  $Z_s$  par la notation complexe suivante :  $V_s = e - Z_s i_s$  (l'impédance  $Z_e$  est faible devant l'impédance  $Z_s$ )

- La fonction de transfert  $H$  appelée aussi amplification en tension est donnée par la

relation :

$$H = \frac{V_s}{V_e} = A_V$$

- L'amplification en courant est donnée par la relation :  $A_i = \frac{I_s}{I_e}$
- L'amplification en puissance est donnée par la relation :  $A_p = A_i \cdot A_V$
- Le gain en puissance est défini par la relation:  $G_p = 20 \log|H|$  (en dB)