

## **Electricité - Electronique – 5**

### **Programme Officiel :**

Notion de physique du solide – Semi-conducteurs – Jonction PN : étude théorique – Effet transistor – Transistor bipolaire et transistor à effet de champ : étude théorique et applications.

### **Programme**

I – Introduction au cours d'électronique – Semi-conducteurs

II – La jonction PN

III – La diode à jonction

IV – Les transistors bipolaires

V - Polarisation des transistors

VI – Le transistor en régime dynamique

VII – Amplification à Transistors – Montages fondamentaux

**Source principale :** Principes d'électroniques – Malvino et al

# I – Introduction au cours d'électronique

## I-1. Structure d'un atome isolé

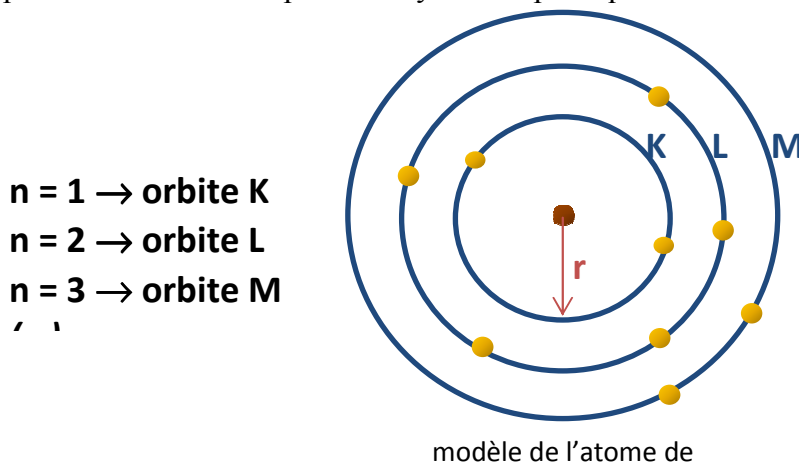
### I-1.1 Théorie classique - modèle de Bohr (Niels Bohr - 1913)

- noyau compact central immobile (rayon  $\approx 10^{-15}$  m) **chargé positive**
- électrons mobiles ponctuels **chargés négative**
- orbites électrons **circulaire privilégiées** (quantification)

L'é qui tourne devrait rayonner  $\rightarrow$  Bohr propose d'ajouter deux contraintes (par rapport au modèle de Rutherford):

1. L'électron ne rayonne aucune énergie lorsqu'il se trouve sur une orbite stable (ou orbite stationnaire). Ces orbites stables sont différenciées, quantifiées. Ce sont les seules orbites sur lesquelles l'électron peut tourner.
2. L'électron ne rayonne ou n'absorbe de l'énergie que lors d'un changement d'orbite.

Pour commodité de lecture, les orbites possibles de l'électron sont représentées dans la littérature comme des cercles de diamètres quantifiés. Ces cercles décrivent les orbites stables dans le modèle de l'atome de Bohr. Dans le modèle quantique, il n'existe en fait pas de position ni de vitesse précise d'un électron, et il ne peut donc parcourir un « cercle » ; son orbitale peut en revanche être parfois à symétrie sphérique.



$n = 1 \rightarrow$  orbite K  
 $n = 2 \rightarrow$  orbite L  
 $n = 3 \rightarrow$  orbite M  
, ,

L'électron est soumis à 2 forces :

$$\text{force électrostatique : } F_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

$$\text{force centrifuge : } F_c = \frac{mv^2}{r}$$

L'équilibre des 2 forces et la quantification du moment cinétique ( $mvr = n\hbar$ ) conduisent à :

$$r_n = r_1 \cdot n^2 \quad \text{avec } r_1 = \text{rayon de la première orbite (} a_1 = 0.05 \text{ nm pour l'Hydrogène)}$$
$$E_n = \frac{E_1 \cdot Z^2}{n^2} \quad \text{avec } E_1 = \text{énergie du premier niveau } E_1 = -13.5 \text{ eV pour l'Hydrogène)}$$

et  $Z$  le nombre de charge de l'atome

Sommerfield ajoute des orbites elliptiques  $\rightarrow$  pas concluant par rapport aux observations expérimentales (corps noir, effet photoélectrique, spectre de raies)

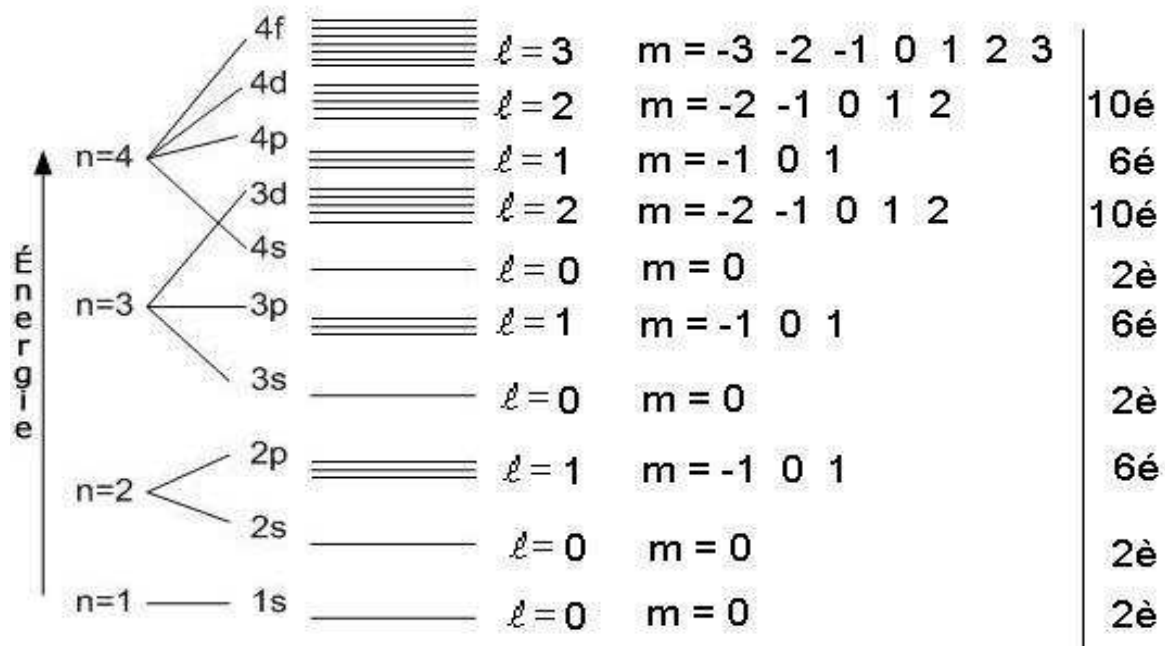
## I-1.2 Théorie quantique – Equations de Schrodinger

En **mécanique classique**, une particule est entièrement caractérisée par six paramètres : les trois paramètres de position ( $x, y, z$ ) et les trois paramètres de vitesses ( $v_x, v_y, v_z$ ).

En **mécanique quantique**, une particule comme l'électron est caractérisée non pas par les six paramètres classiques mais par quatre paramètres : les quatre nombres quantiques  $n, l, m, s$ .

- Nbre quantique principal  $n$  : K ( $n=1$ ) L( $n=2$ ) M( $n=3$ )  
correspond aux orbites classiques
- Nbre quantique  $l$  : valeurs de 0 à  $n-1$  : s( $l=0$ ) p( $l=1$ ) d( $l=2$ ) f( $l=3$ )  
associé au moment cinétique orbital
- Nbre quantique magnétique  $m$  : de  $-l$  à  $+l$  ( $2l+1$  valeurs)  
associé au moment magnétique orbital
- Nbre quantique de spin  $s$  :  $-1/2$   $+1/2$   
associé au moment magnétique de spin

Sur une couche de niveau  $n$  on peut positionner  **$2n^2$  électrons**



- au '0' absolu, les é d'un atome occupent les niveaux les plus bas → atome stable
- sous l'action de la température, de la lumière, de chocs par d'autres électrons, les é peuvent changer d'orbites → atome excité
- si l'énergie acquise par l'é sur son orbite est suffisamment grande, l'é peut être arraché → atome ionisé

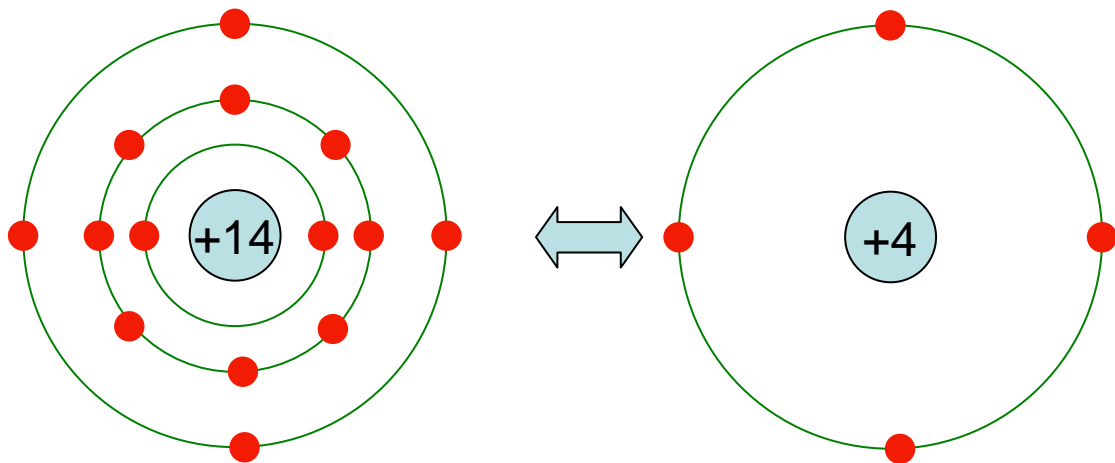
→ d'un point de vue énergétique, une couche pleine est considérée comme stable

## I-2. Structure d'un cristal

### I-2.1 Liaisons électrovalentes et covalentes

Association d'atome : liquides et gaz → désordre total  
solides → différents types d'arrangement, dont les cristaux.

Pour les cristaux on constate un ordre très marqué dans l'édifice des atomes  
La liaison des atomes est due à la mise en commun d'électrons périphériques  
→ **objectifs** : stabilité tout en gardant la neutralité



électrons périphériques dans le cas de l'atome de Silicium

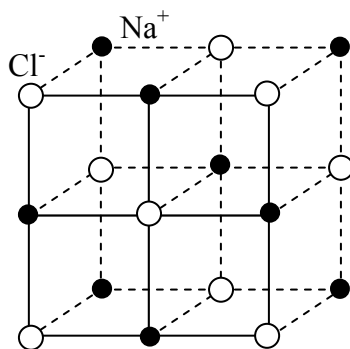
Il existe deux types de liaisons:

#### les liaisons électrovalentes

Exemple:

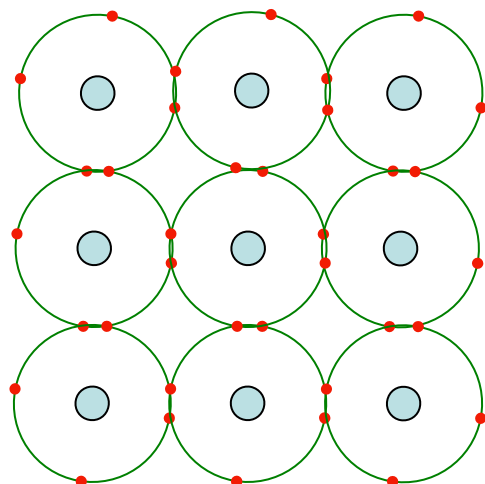
- le sodium possède 1 é périphérique
- il manque un é au chlore pour avoir sa couche externe complète

⇒ cristal de chlorure de sodium

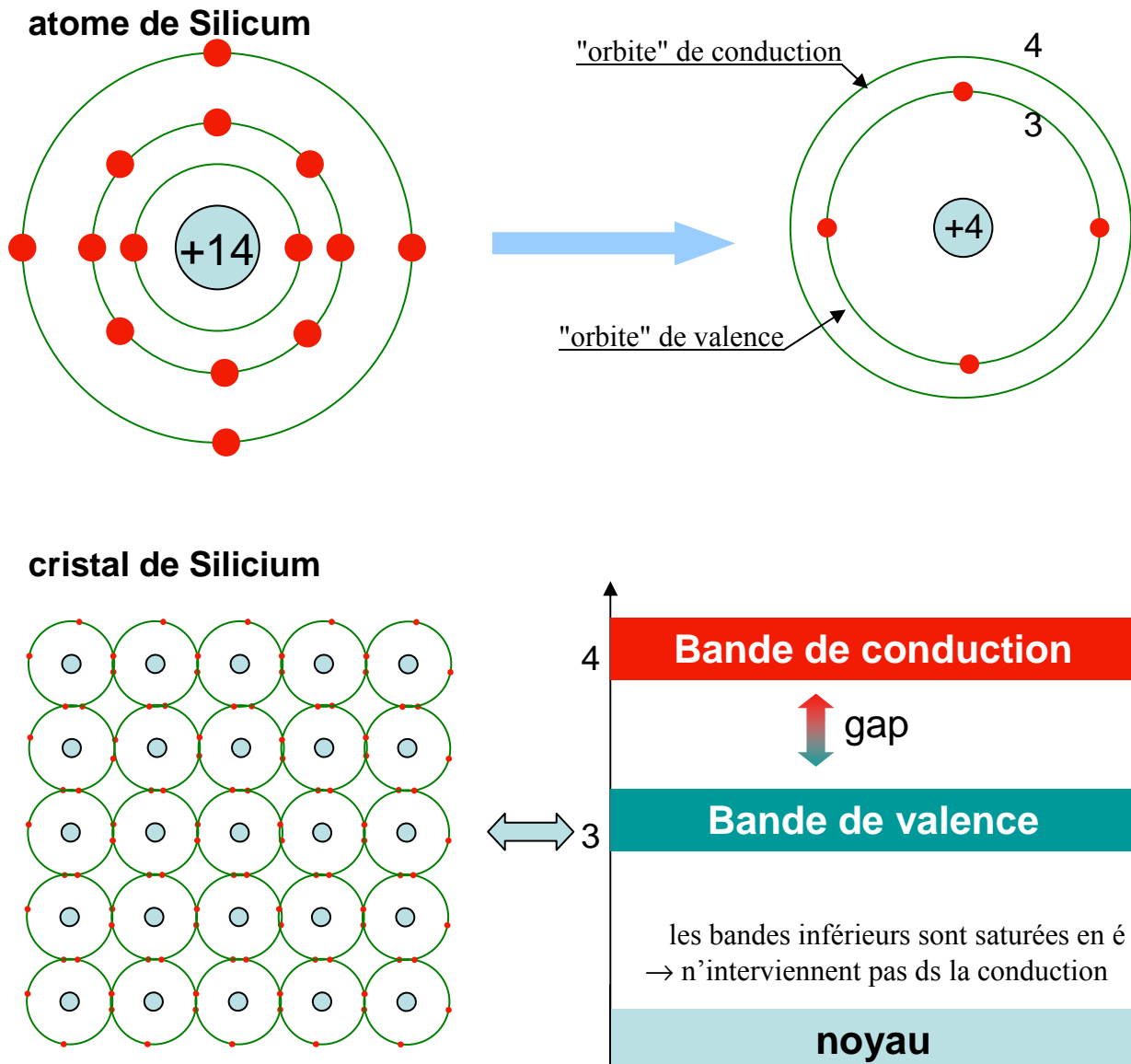


#### les liaisons covalentes

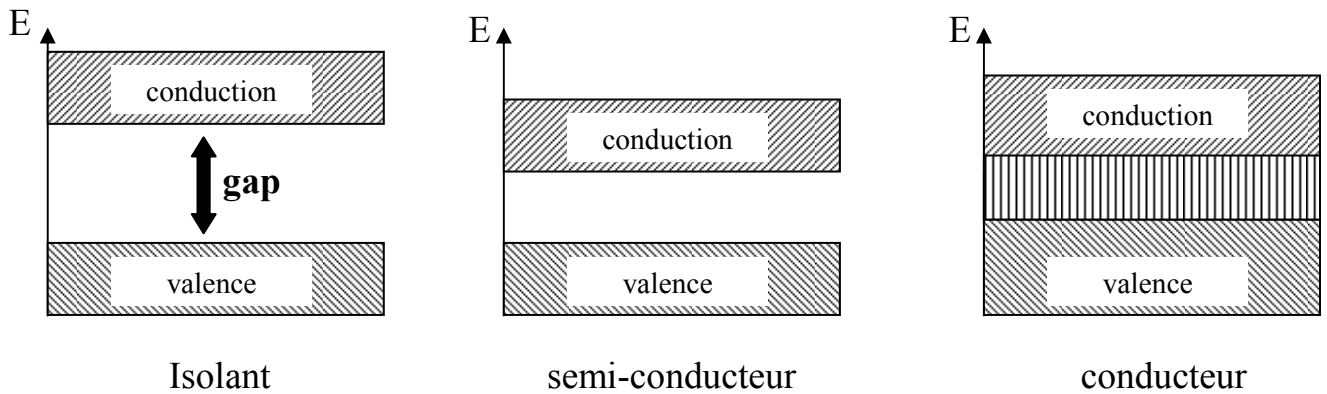
Atome de silicium → 4 é périphériques  
couche extérieure saturée à 8 é  
⇒ cristal de Silicium



## I-2.1 Bande de valence – bande de conduction



## I-2.1 Cristal conducteur, isolant ou semi-conducteur



### Conducteurs :

Aluminium : 13 é → 2 + 2 + 6 + 2 + **1**

Cuivre : 29 é → 2 + 2 + 6 + 2 + 6 + 10 + **1**

Electrons de valence surabondants pour assurer la cohésion → é extérieur peu lié

Concentration en é « libres » du Cu →  $n_e = 10^{28} \text{ m}^{-3}$

A  $T=0^\circ\text{C}$   $\rho=1,6 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$  si T croit ⇒  $\rho$  (résistivité) augmente

### Isolant :

Au zéro absolu → quasiment pas d'é libre

A température ambiante :  $n_e = 10^8 \text{ m}^{-3}$  et si T croit ⇒  $n_e$  augmente (⇒  $\rho$  croit aussi)

Pas de conduction ou alors par claquage

### Semi-conducteur :

= mauvais isolant

Silicium : au « 0 » absolu → isolant parfait

à T ambient  $n_e = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$

si T croit →  $\rho$  diminue (comportement identique à celui des isolants)

## I-3. Les semi-conducteurs

### I-3.1 Semi-conducteurs intrinsèques (ou purs)

#### • Ionisation thermique

Si : à  $T=27^\circ\text{C}$  : concentration en  $e^-$  libres :  $n = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$   
concentration en atomes :  $N = 5 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$   
rapport des concentrations :  $R = 3 \cdot 10^{-13}$

Remarques : sur 10 000 milliards d'atomes de Si, seulement 3 sont ionisés

La concentration en  $e^-$  dans le cristal est fonction de :

- la température  $T$  du cristal
- l'énergie d'ionisation  $W$  qu'il faut fournir pour rompre une liaison

Energie nécessaire pour libérer un  $e^-$  participant à une liaison :

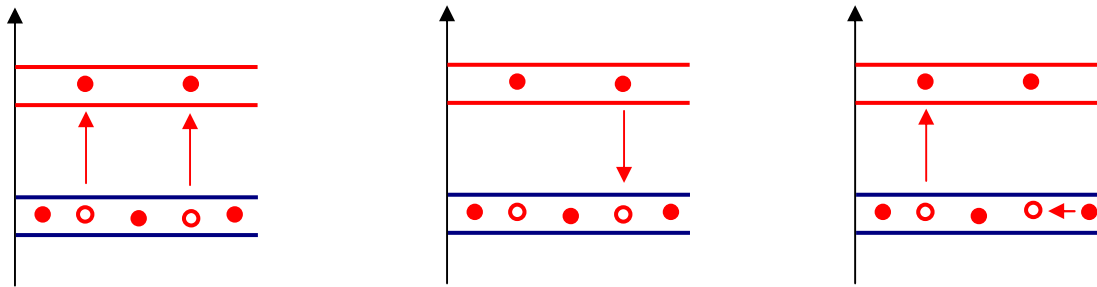
- métaux  $\rightarrow W \approx 0$
- isolant  $\rightarrow W \approx$  plusieurs eV (7eV pour le diamant)
- semi-cond  $\rightarrow W \approx 1\text{eV}$  (Si : 1,1eV Ge : 0,7eV)

Le nbre d'  $e^-$  n'augmente pas indéfiniment en raison des phénomènes de recombinaison

#### • Notion de trou

Conduction par  $e^-$  de la bande de conduction  $\rightarrow$  identique pour les conducteurs et les SC

Conduction par "trou" de la bande de valence  $\rightarrow$  particularité des SC



les  $e^-$  qui gagnent la BC laissent des trous dans la BV

le trou peut capturer un  $e^-$  libre de la BC

ou le trou peut capturer un  $e^-$  de la BV

- sans champ extérieur  $\rightarrow$  mvt aléatoire des trous (et des  $e^-$  de cond)
- avec champ extérieur  $\rightarrow$  déplacement des trous dans le sens du champ  
 $\rightarrow$  participent au même courant que celui des  $e^-$  de la BC

Trou est assimilable à une charge (charge positive, mobilité, libre parcours moyen...)

Dorénavant nous considérerons deux types de charges :

densité intrinsèque  $\rightarrow n_n = n_p = n_i$  (autant de trous ds la BV que d'  $e^-$  ds la BC)

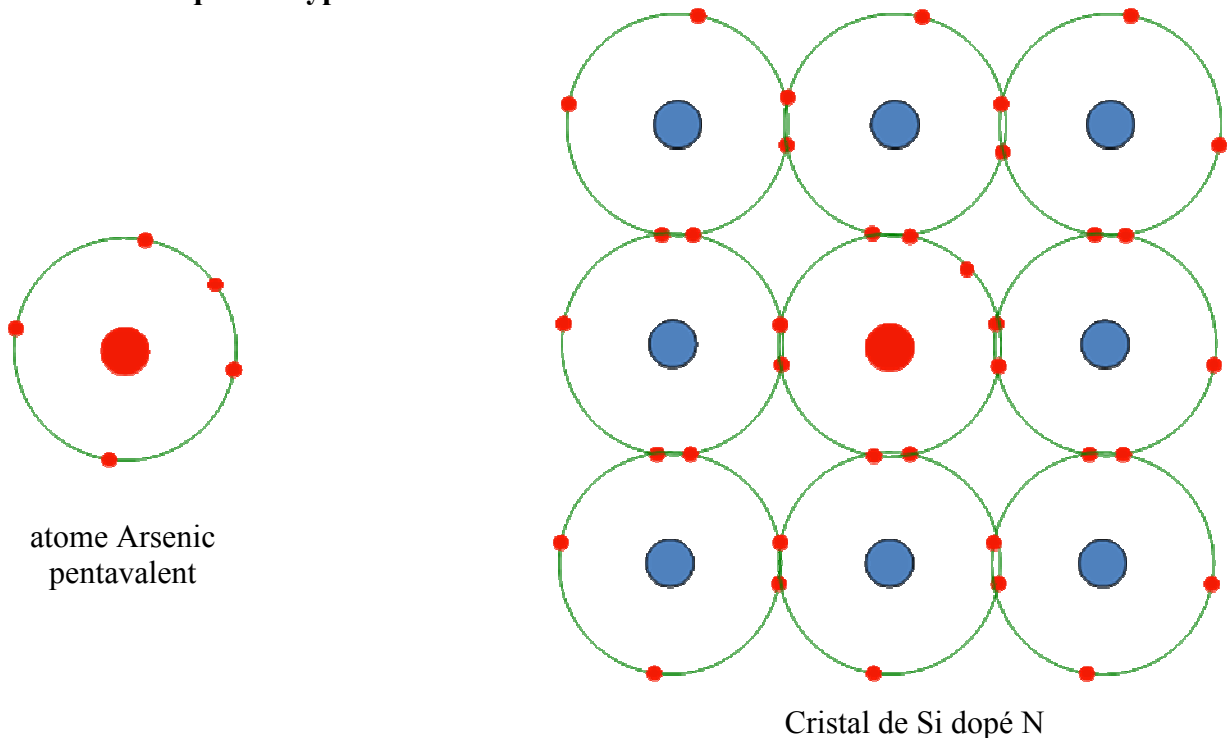
courant  $\rightarrow I = I_n + I_p$  (les courants s'ajoutent)

### I-3.1 Semi-conducteurs extrinsèques

SC extrinsèque = un SC dans lequel on introduit des impuretés → **dopage**

Le SC appartient au groupe IV ⇒ les impuretés seront du groupe III ou V  
 ⇒ carence ou excès en  $\bar{e}$  de valence

• SC extrinsèques de type N



- 1 atome d'As pour  $10^6$  atomes de Si
- le 5<sup>ème</sup>  $\bar{e}$  devient facilement un  $\bar{e}$  de conduction  
 →  $W \approx 0,05\text{eV}$  ( $\ll 1,1\text{eV}$  du Si pur)
- l'atome d'As devient un ion + (atome donneur)  
 (peut éventuellement capter 1  $\bar{e}$  libre mais avec un très faible proba)

Maintenant :  $n_n > n_p$  → **é = porteurs majoritaires**  
 → **trou = porteurs minoritaires**

concentration en atomes donneurs :

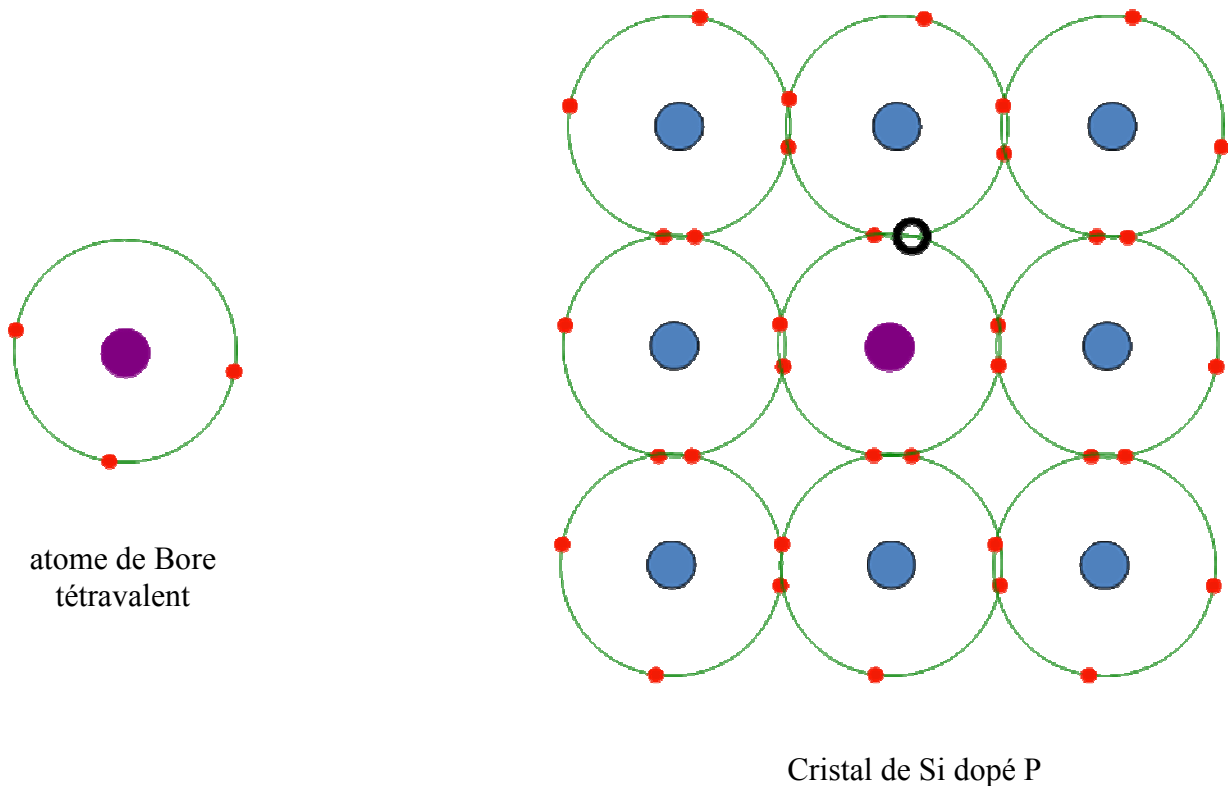
$$N_{As} = 10^{22} \text{ m}^{-3} = \text{nbre de porteurs majoritaire supplémentaires}$$

$$N_{As} \ll N_{Si} = 10^{28} \text{ m}^{-3} \text{ du Si}$$

mais  $n_n \gg n_i = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3} \Rightarrow$  augmentation nette du nbre de porteurs de charge maj. ( $\bar{e}$ )



• SC extrinsèques de type P



- 1 atome de Bore pour  $10^6$  atomes de Si
- le défaut d'électrons augmente la densité de trous
- l'atome de BoreAs devient un ion NEG (atome receveur)

Maintenant :  $n_p > n_n$  → **trou = porteurs majoritaires**  
 →  $\bar{e}$  = **porteur minoritaire**

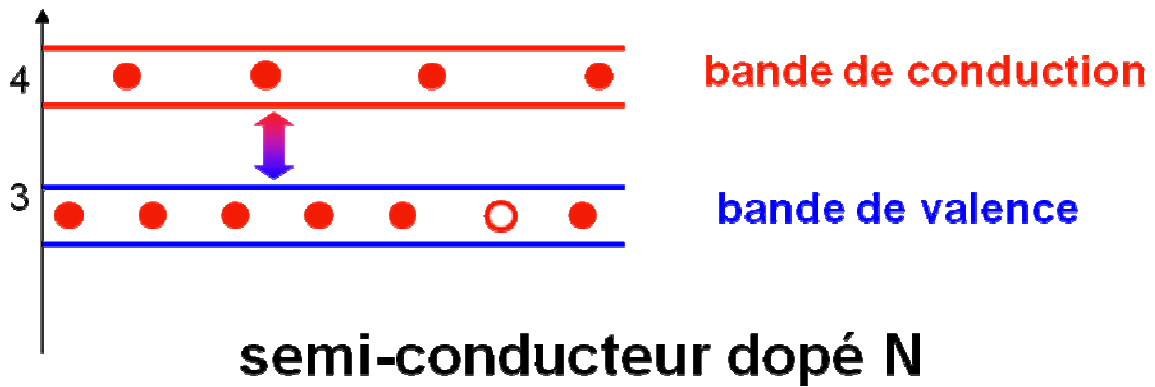
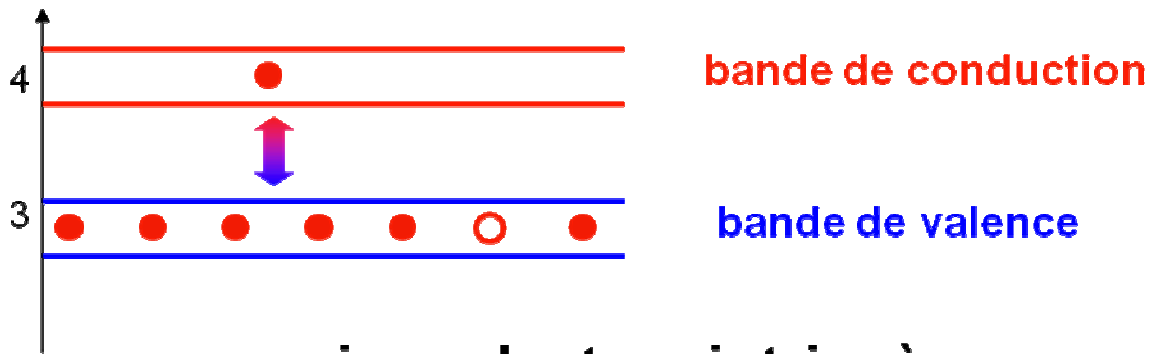
concentration en atomes receveurs :

$$N_B = 10^{22} \text{ m}^{-3} = \text{nbre de porteurs majoritaires supplémentaires}$$

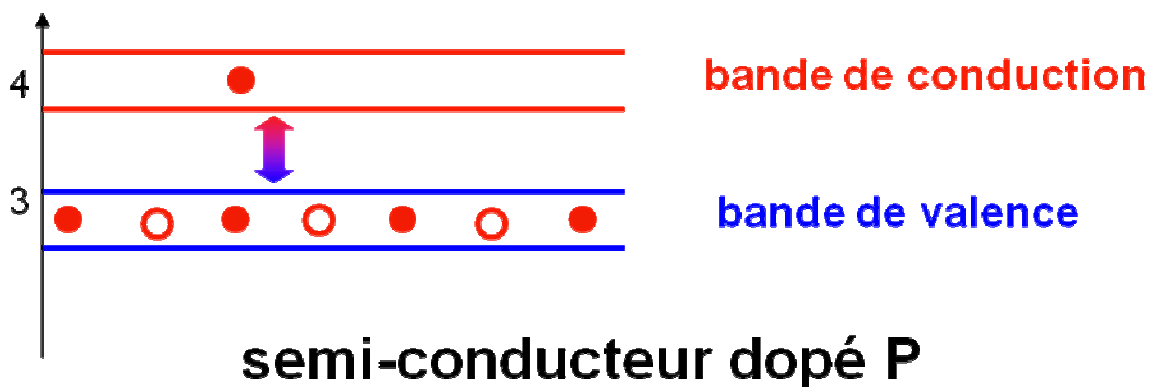
$$N_B \ll N_{Si} = 10^{28} \text{ m}^{-3} \text{ du Si}$$

mais  $n_p \gg n_i = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3} \Rightarrow$  augmentation du nbre de porteurs de charge maj. (trou)

• Résumé



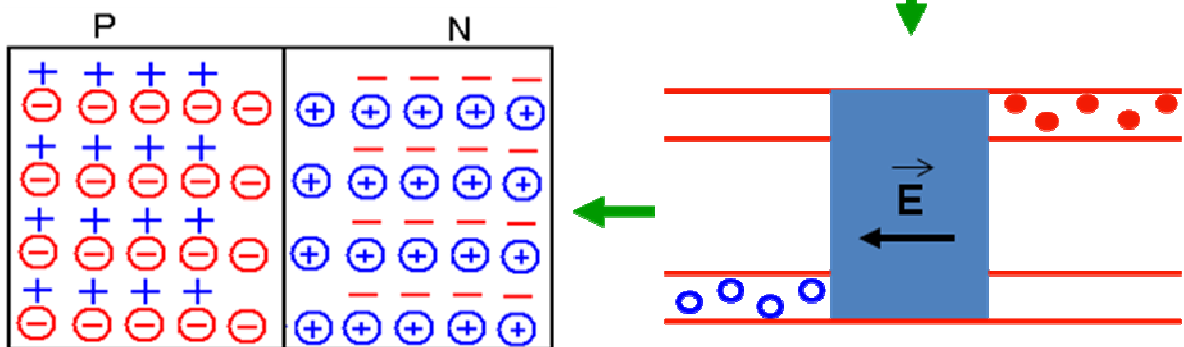
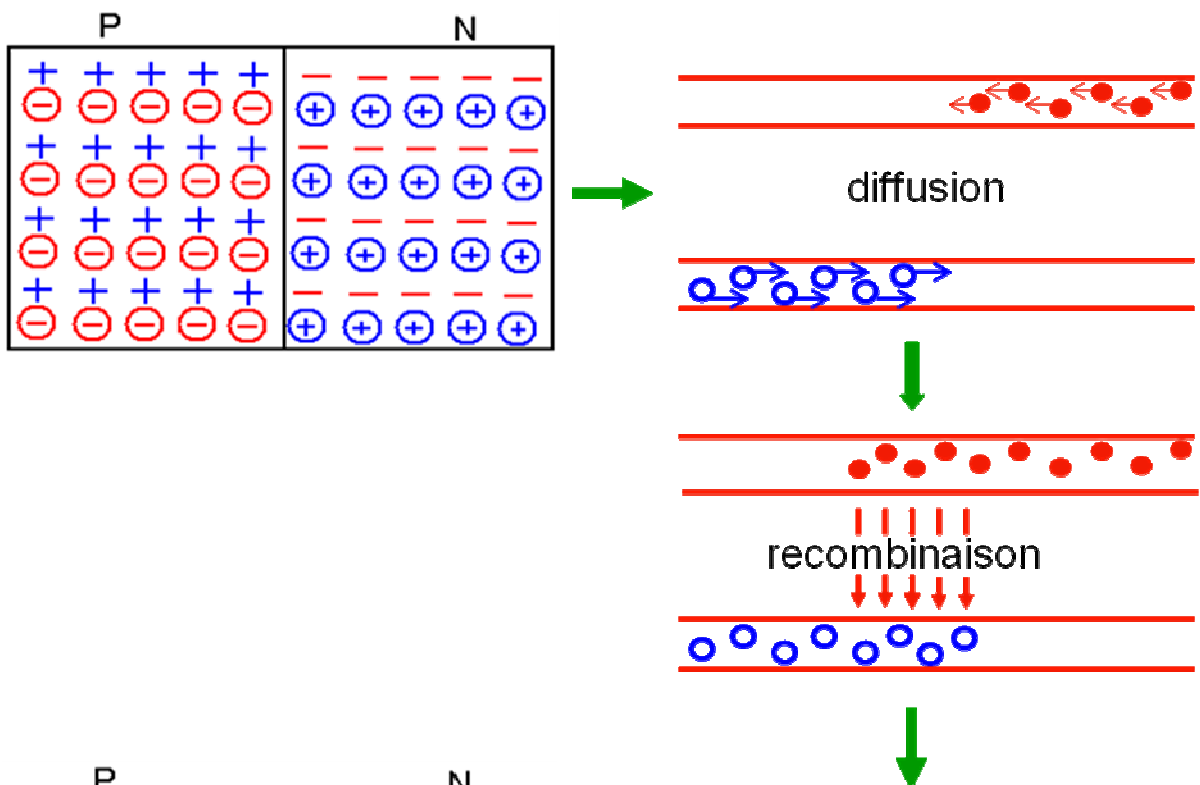
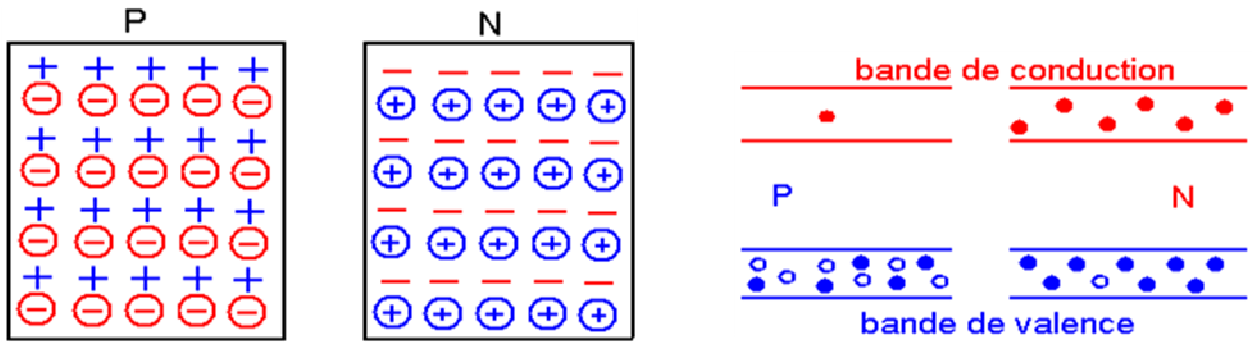
é = porteurs majoritaires  
trous = porteurs minoritaires



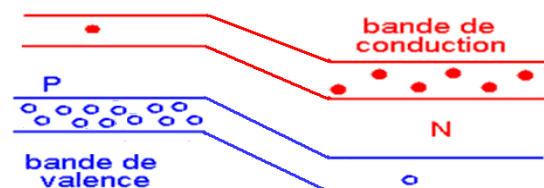
trous = porteurs majoritaires  
é = porteurs minoritaires

## II- Jonction PN

### II-1 Description graphique



→ représentation de la barrière de potentielle →



- Description:

après la mise en contact des SC des deux types → 4 étapes (figure précédente):

1 – diffusion

2 – recombinaison → zone de déplétion (privée de charges libres)

3 – création de la zone d'espace → barrière de potentielle  $V_0$

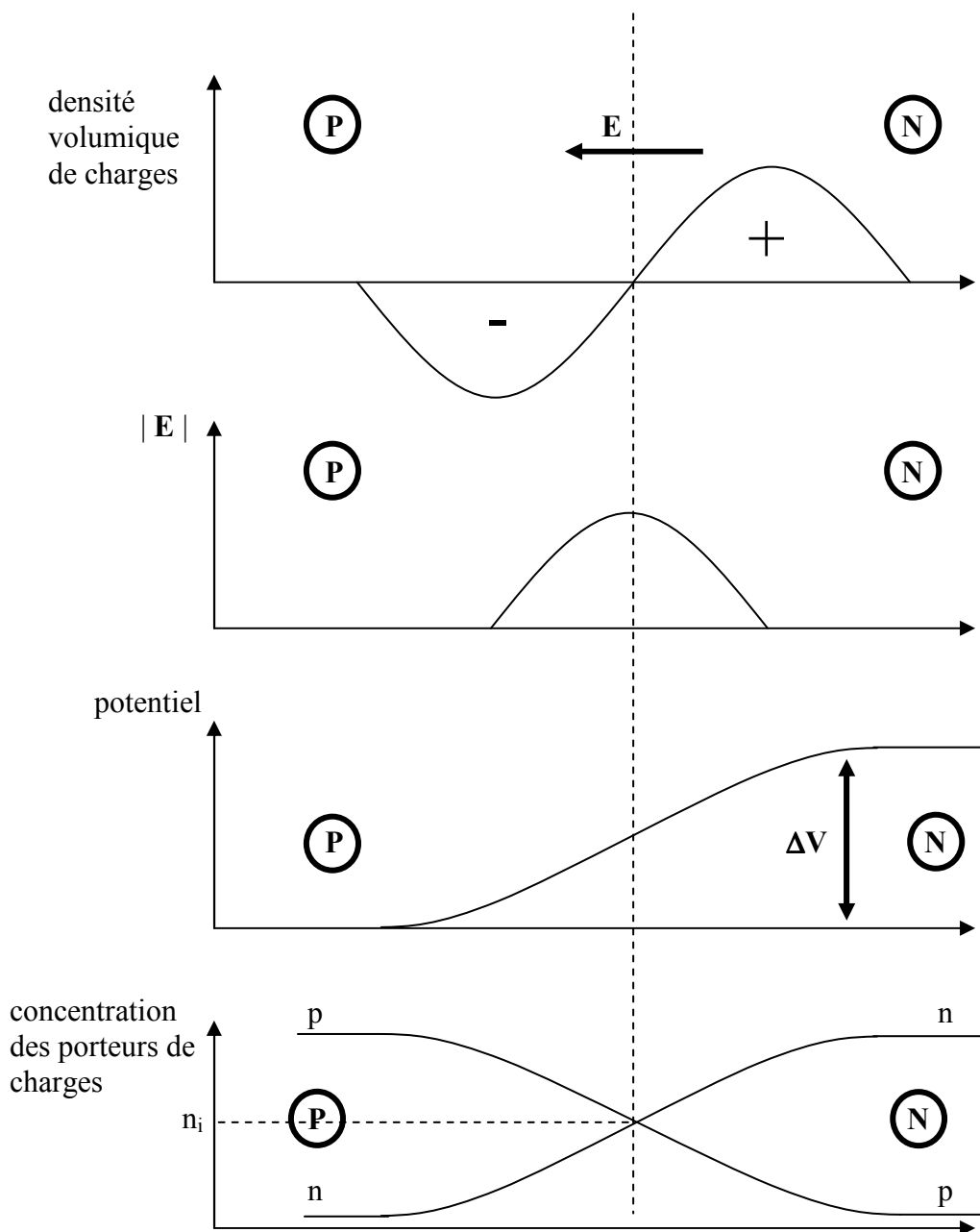
4 – champ de charges d'espace → équilibre de la jonction → blocage des processus

- Ordre de grandeur:

Dimension de la zone de déplétion :  $1 \mu\text{m}$

Ordre de grandeur:  $V_0 = 0,7 \text{ V (Si)}$  et  $V_0 = 0,2 \text{ (Ge)}$

- Représentation graphiques de la zone de déplétion à l'équilibre:



## II-2. Les courants

→ apparition de 2 courants dits de diffusion dus au mvt des porteurs majoritaires  
(trous diffusant de P vers N :  $I_p$  et électrons de N vers P :  $I_n$ ):

$$\text{courant total de majoritaires : } I = I_n + I_p$$

Le champ de charge d'espace aura tendance:

- à freiner les porteurs majoritaires qui diffusent
- à entraîner les porteurs minoritaires.

==> courant dit de porteurs minoritaires dû à des trous allant de N vers P [ $i_p$ ] et à des électrons allant de P vers N [ $i_n$ ]

$$\text{courant total de minoritaires : } i = i_n + i_p$$

Ces courants  $I$  et  $i$  sont de sens opposés et à l'équilibre aucun courant ne circule, donc :

$$I = i$$

$n_0$  = nombre total de porteurs majoritaires de type N,

Seuls ceux qui auront une énergie  $W_0 > e V_0$  pourront franchir la barrière de potentiel  $V_0$ , soit  $n$  leur nbre

D'après la loi de Maxwell:

$$n = n_0 \exp\left(\frac{-W_0}{kT}\right)$$

nombre de porteurs pouvant franchir la barrière de potentiel
nombre total de porteurs

où  $k$  est la constante de Boltzmann et  $T$  la température absolue (K)

ce qui donne, pour le courant de majoritaire:

$$I = I_0 \exp\left(\frac{-eV_0}{kT}\right)$$

A l'équilibre :

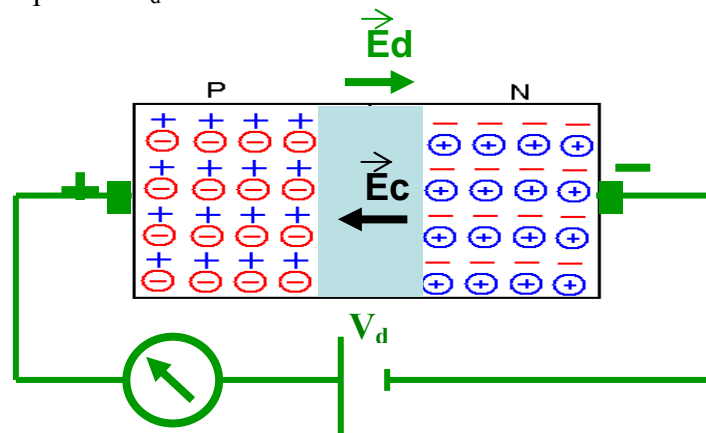
$$I = i = I_0 \exp\left(\frac{-eV_0}{kT}\right) = I_s$$

→  $i$  est appelé courant de saturation et est noté  $I_s$  (très faible)

## II-3 – Jonction polarisée

### II-3.1. Tension positive $V_d$ entre P et N.

On applique une tension positive  $V_d$  entre P et N.



→ courant  $I_d$  important, à l'intérieur de la jonction, de P vers N,  
(loin de la jonction les matériaux P et N sont bons conducteurs et la chute de tension y est négligeable. La d.d.p.  $V_d$  se trouve donc reportée aux bornes de la jonction créant un champ électrique qui se retranche à celui dû à la charge d'espace)

La barrière de potentiel est abaissée et les porteurs majoritaires peuvent circuler  
Ils sont ensuite "aspirés" par le générateur.

Le courant de porteurs minoritaires n'est pratiquement pas affecté par cette variation du champ.

Du point de vue calcul:

$$I_d = I - i = I_0 \exp\left(\frac{-e(V_0 - V_d)}{kT}\right) - I_s \quad \Rightarrow \quad I_d = I_s \left[ \exp\left(\frac{eV_d}{kT}\right) - 1 \right]$$

Remarques :

a)  $I_d$  est du sens contraire de  $I_s$

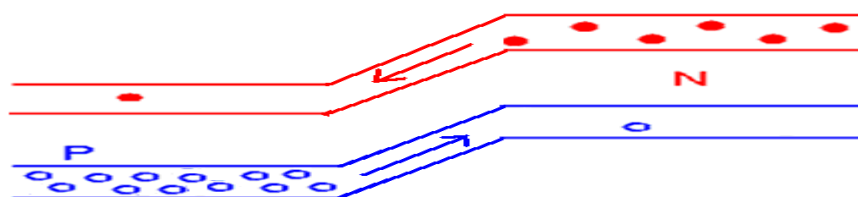
b) A.N. :  $t = 27^\circ\text{C} = 300 \text{ K} \rightarrow e/kT = 1,6 \cdot 10^{-19} / (1,4 \cdot 10^{-23} \times 300) \approx 39$   
→  $\exp(eV/kT) \approx \exp(39 \cdot V_d) \gg 1$  pour  $V > 0,6 \text{ V}$

L'expression de  $I_d$  est donc pratiquement une exponentielle :  $I_d \approx I_s \exp\left(\frac{eV_d}{kT}\right)$

**Attention** : il en est de même du point de vue des variations en fonction de T.

c) Différence entre courant de porteurs majoritaires et minoritaires

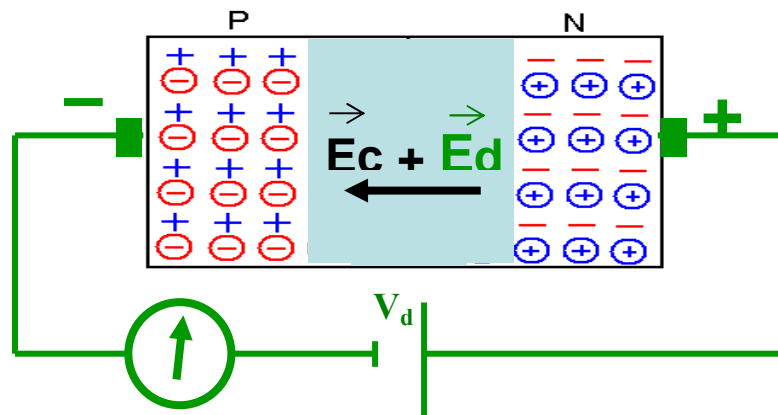
- porteurs majoritaires → variation exponentielle avec la tension appliquée.
- porteurs minoritaires → ne dépend pas de la polarisation, simplement de la température
- le courant dû aux porteurs majoritaires varie donc exponentiellement avec  $V_d$  tandis que celui dû aux minoritaires varie linéairement ( $J = q \cdot n \cdot \mu \cdot E$ ) avec le champ donc  $V_d$



inversion de la barrière de potentiel → les porteurs circulent

### II-3.2. Tension négative $V_d$ entre P et N.

On applique une tension négative  $V_d$  entre P et N.



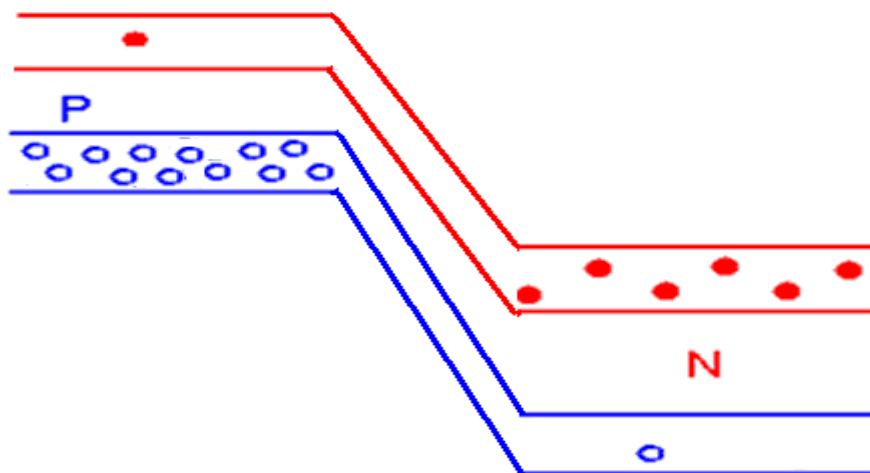
On observe un courant très faible ( $\mu\text{A}$  ou moins) circulant de N vers P.

**Interprétation** : le potentiel  $V_d$  appliqué s'ajoute au potentiel  $V_0$  de charge d'espace. La hauteur de la barrière de potentiel augmente interdisant toute circulation de porteurs majoritaires.

Les porteurs minoritaires sont toujours entraînés et le courant dû aux porteurs minoritaires est donc pratiquement inchangé on a donc :

$$I_i = I - i = I - I_S \approx -I_S$$

**Remarque** : lorsque la tension  $V_d$  augmente les porteurs majoritaires ne peuvent plus diffuser mais ont même tendance à s'éloigner de la jonction sous l'action du champ lié au potentiel  $V_0 + V_i$ . En se déplaçant ces porteurs libres laissent derrière eux davantage d'ions augmentant ainsi la largeur de la zone de déplétion.



augmentation de la barrière de potentiel  $\rightarrow$  blocage