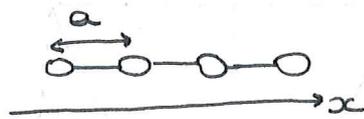


# Partie 3: Structure électronique des solides.

## 1. Modèle du gaz d'e<sup>-</sup> libres (GEL)

### 1) Gaz 1D.

Ex: Na solide se comporte comme Na<sup>+</sup> + e<sup>-</sup>

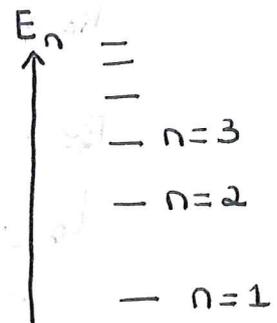


chaîne d'atomes.

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) \right] \psi = E\psi$$

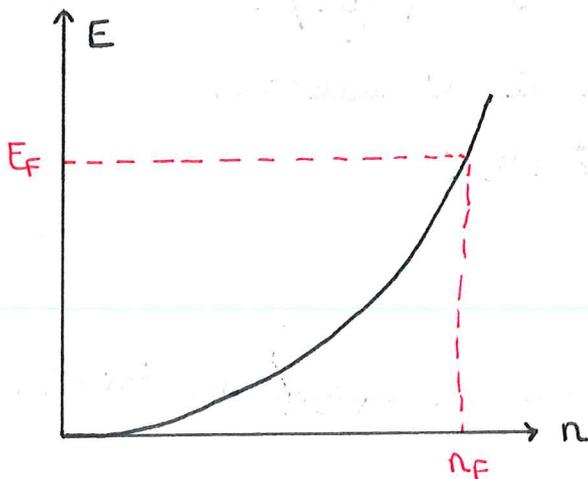
e<sup>-</sup> libres  $\Rightarrow$  
$$\begin{cases} V(x) = 0 & \text{si } x \in [0, L[ \\ V(x) = +\infty & \text{ailleurs} \end{cases}$$

Pour  $x \in [0, L[$ , 
$$\begin{cases} \psi_n(x) = A \sin\left(\frac{n\pi}{L} x\right) \\ E_n = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 \end{cases}$$



Si  $L \nearrow$ , les états se rapprochent:  $E_n - E_{n-1} = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\pi^2}{L^2} (2n-1)$   
 $\xrightarrow{L \rightarrow +\infty} 0$

$\sim N_A$  atomes donc les états sont infiniment proche



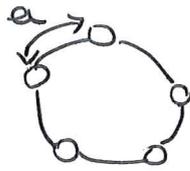
$n_F = \frac{N}{2}$  ← nombre d'électrons

et  $L = Na \Rightarrow n_F = \frac{L}{2a}$

Donc 
$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\pi^2}{2a}\right)^2$$

↳ ne dépend que de a

Nouvelles conditions aux limites : conditions aux limites périodique (PBC) aussi appelées conditions de Born-Von-Karman.



$$\psi(x) = \psi(x+L)$$

Or  $\psi(x) = Ae^{ikx}$  (solution de Schrödinger)

Donc  $Ae^{-ikL} e^{ikx} = Ae^{ikx}$

$$\Leftrightarrow e^{-ikL} = 1$$

Donc  $k = 0, \pm \frac{2\pi}{L}, \pm \frac{4\pi}{L}, \dots, \pm \frac{2n\pi}{L}$

$$E_k = \frac{\hbar^2}{2m} k^2$$

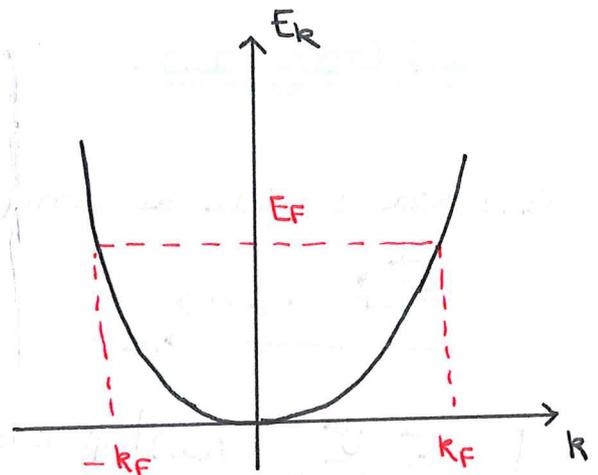
Cette fois,  $n_F = \frac{N}{4} = \frac{L}{4a}$

$$k_F = \frac{2\pi L}{4a}$$

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\pi}{2a} \right)^2$$

le niveau de Fermi ne dépend pas des conditions aux limites

↳ c'est le potentiel chimique des  $e^-$  dans le système.



## 2) Gaz à 3D.

Equation:  $-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r})$

Solutions: 
$$\begin{cases} \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = Ae^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \\ E_{\vec{k}} = \frac{\hbar^2}{2m} |\vec{k}|^2 \end{cases} \quad \vec{k} = \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \\ k_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{2n_x\pi}{L} \\ \frac{2n_y\pi}{L} \\ \frac{2n_z\pi}{L} \end{pmatrix}$$

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

dualité onde - corpuscule :  $\vec{p} = m\vec{v} = \hbar\vec{k}$

Niveau de Fermi:  $E_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m}$

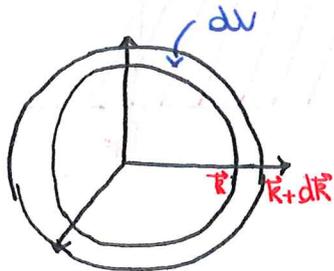
L'ensemble des  $\vec{k}$  tq  $|\vec{k}| = |\vec{k}_F|$  forme la sphère de Fermi.

### 3) Densité d'états (DOS)

DOS = nombre d'état dans un intervalle d'énergie

$$N(E) = \frac{\partial N}{\partial E} = \frac{\partial N}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial E}$$

\*



$$V = \frac{4}{3} \pi k^3$$

$$dV = \frac{4}{3} \pi ((k+dk)^3 - k^3) = 4\pi k^2 dk$$

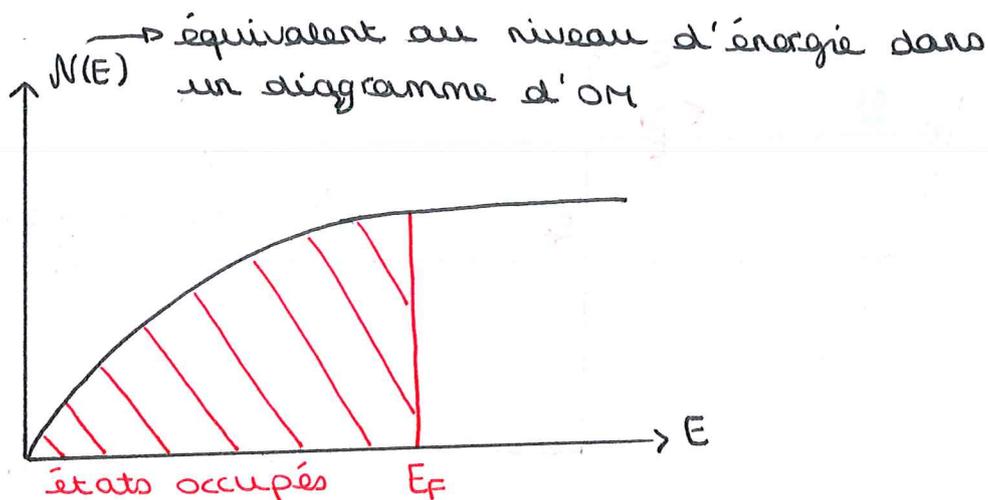
$$V_{el} = \left(\frac{2\pi}{L}\right)^3 = \text{volume occupé par } 2 e^-.$$

$$L = 1 \text{ cm} \Rightarrow V_{el} = 8\pi^3 \text{ (en cm}^{-3}\text{)}.$$

$$dN = \frac{dV}{V_{el}} \times 2 = \frac{k^2}{\pi^2} dk \Rightarrow \frac{dN}{dk} = \frac{k^2}{\pi^2}$$

$$* k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \Rightarrow \frac{dk}{dE} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \times \frac{1}{\sqrt{E}}$$

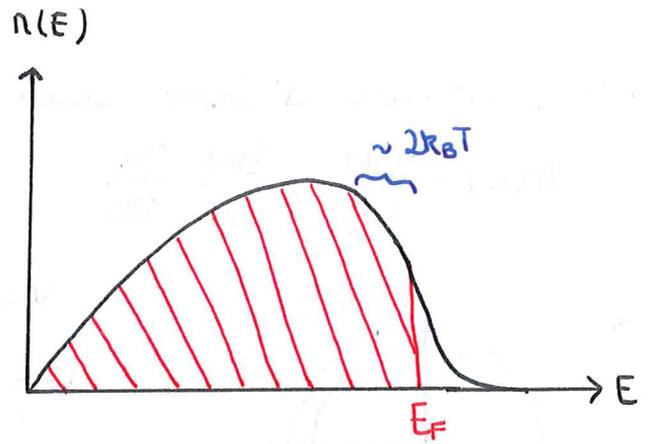
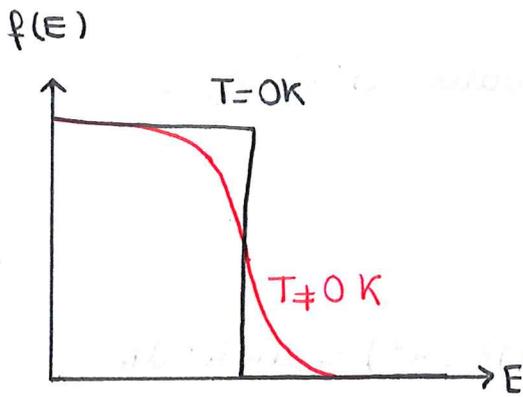
$$\text{Donc } N(E) = \frac{1}{2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E} \rightarrow \underline{N(E) \propto \sqrt{E}}$$



Densité d'états occupés :  $n(E) = N(E) \times f(E)$

La fonction de Fermi-Dirac.

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_f}{k_B T}\right) + 1}$$



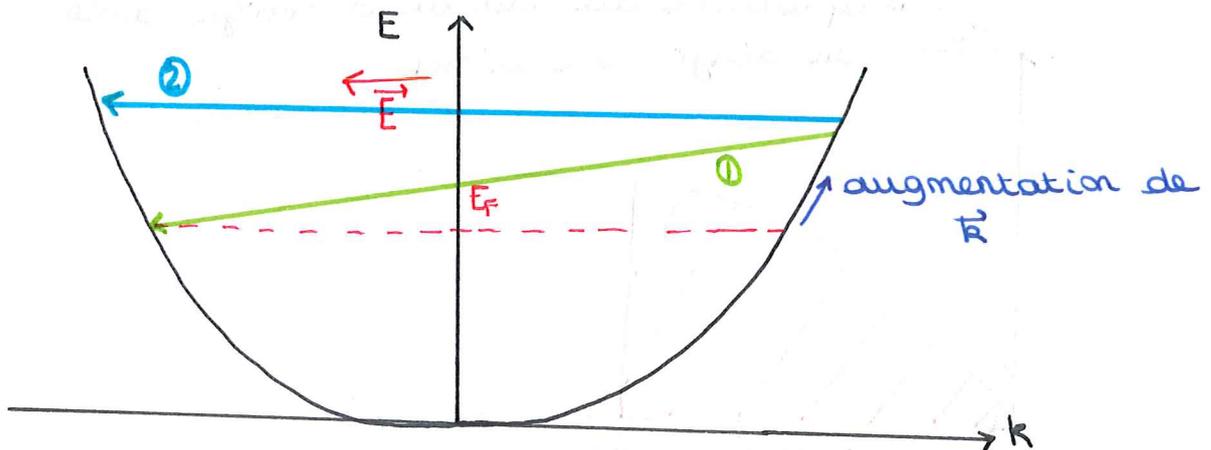
## II - La loi d'Ohm.

On applique un champ  $\vec{E} \Rightarrow \vec{F}$  sur les  $e^-$

$$\text{PFD: } m\vec{a} = \vec{F} \quad (\Rightarrow) \quad -e\vec{E} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = \hbar \frac{d\vec{k}}{dt}$$

$$\quad (\Rightarrow) \quad d\vec{k} = -\frac{e\vec{E}}{\hbar} dt$$

$$\text{En intégrant: } \vec{k}(t) - \vec{k}(t_0) = -\frac{e}{\hbar} \vec{E} (t - t_0)$$



Plus  $t \rightarrow$ , plus  $\vec{k}$  et donc  $\vec{v}$  augmente, mais les collisions font que les  $e^-$  rebroussent chemin

- ① collision inélastique (avec perte d'énergie par effet Joules)
- ② collision élastique

$\tau$  = temps moyen entre chaque collision

$$\Rightarrow \delta \vec{k} = -\frac{e}{\hbar} \vec{E} \tau \Rightarrow \delta \vec{v} = -\frac{e}{m} \vec{E} \tau$$

$$\vec{J} = \text{densité de courant} : \vec{J} = -en \delta \vec{v} = \underbrace{\frac{ne^2 \tau}{m}}_{=\sigma} \vec{E}$$

=  $\sigma$  la conductivité

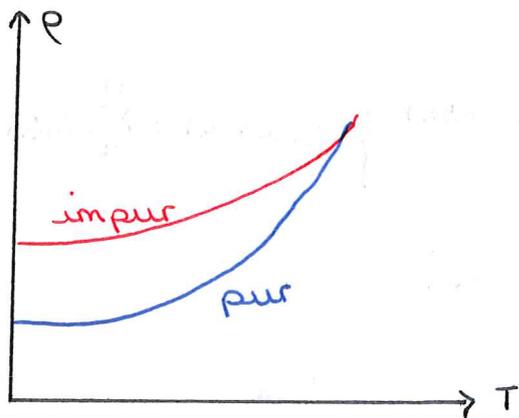
Origines des collisions : les défauts = les ruptures de la périodicité.

Il n'y a pas de collisions entre  $e^-$  d'une même bande.

Collision inélastique :  $E_1 < E_2 \Rightarrow$  émission de phonon.

Même à 0K, les atomes vibrent et donc il y a des collisions.

$$\rho = \frac{m}{ne^2} \frac{1}{\tau} \quad \text{or} \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{imp}}} + \frac{1}{\tau_{\text{vib}}} \Rightarrow \rho = \rho_{\text{imp}} + \rho_{\text{vib}}$$



### III - Théorie des bandes.

#### 1) Théorème de Bloch.

Si  $V$  est un potentiel périodique alors :

$$\begin{cases} \psi_{\vec{R}} = u(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \\ u(\vec{r}) = u(\vec{r} + \vec{T}), \vec{T} \text{ est la période du réseau} \end{cases}$$

## 2) Modèle des liaisons fortes

Soit une chaîne linéaire d'atomes H.



Or:  $\psi(x) = A \sum_{i=1}^N c_i \psi_i(x)$      $\psi_i = 0A$  au de l'atome  $i$

$\psi_i(x) = \psi(x - ia)$

Quels sont les  $c_i$  ?

$\psi(x+a) = A \sum_{n=1}^N c_n \psi_n(x+a-na) = A \sum_{n=1}^N c_n \psi(x - (n-1)a)$

$n'=n-1 \iff = A \sum_{n'=0}^{N-1} c_{n'+1} \psi(x - n'a)$

Or avec les PBC :

$\left. \begin{array}{l} \text{pour } n'=0 : \psi(x) = \psi(x - Na) \\ c_1 = c_{N+1} \end{array} \right\} \psi(x+a) = \sum_{n'=1}^N c_{n'+1} \psi(x - n'a)$

Or  $\psi(x)$  est une fonction de Bloch.

Donc  $\psi_k(x) = u(x) e^{ikx}$

$\psi_k(x+a) = \underbrace{u(x+a)}_{=u(x)} e^{ika} e^{ikx} = \psi_k(x) e^{ika}$

$= A \sum_{n=1}^N c_n \psi(x-na) e^{ika} = A \sum_{n=1}^N c_{n+1} \psi(x-na)$

$\Leftrightarrow 0 = A \sum_{n=1}^N (c_{n+1} - c_n e^{ika}) \psi(x-na) = 0$  pour tout  $x$

Donc  $c_{n+1} - c_n e^{ika} = 0 \Leftrightarrow c_{n+1} = c_n e^{ika}$

Donc  $c_n = c_1 e^{ika(n-1)}$

Si  $c_1 = e^{ika} \rightarrow c_n = e^{ikna}$

Donc  $\psi(x) = A \sum_{n=1}^N e^{ikna} \psi(x-na)$

on parle d'orbitale cristalline

### 3) La première zone de Brillouin

$$\psi_k(x) = A \sum_{p=1}^N \underbrace{e^{ikpa}}_{c_p} \psi(x-pa) \quad \text{avec } k = \pm \frac{2\pi n}{L} = \pm \frac{2\pi n}{Na}$$

$$\text{si } 0 < n < \frac{N}{2} \Rightarrow 0 < k < \frac{\pi}{a}$$
$$c_p = e^{ikpa}$$

$$\Rightarrow \psi_k(x) = \psi_{k'}(x)$$

$$n' = n + N \Rightarrow \frac{2\pi}{a} < k' < \frac{3\pi}{a}$$
$$c'_p = e^{ikpa} \underbrace{e^{2i\pi p}}_{=1} = c_p$$

si  $k \notin \left[-\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}\right]$ , on redécrit les mêmes OC.  
= 1<sup>er</sup> zone de Brillouin.

### 4) Structure de bandes

$$H|\psi_k\rangle = E_k|\psi_k\rangle \quad \text{avec } |\psi_k\rangle = A \sum_n e^{ikna} |\varphi_n\rangle$$

$$* \langle \psi_k | \psi_k \rangle = A^2 \sum_{n=1}^N \sum_{n'=1}^N e^{ik(n-n')a} \langle \varphi_n | \varphi_{n'} \rangle$$

Approximation de Hückel:  $\langle \varphi_n | \varphi_{n'} \rangle = \delta_{nn'}$

$$\Rightarrow \langle \psi_k | \psi_k \rangle = A^2 \sum_1^N \langle \varphi_n | \varphi_n \rangle = NA^2 \quad \text{donc } A = \pm \frac{1}{\sqrt{N}}$$

$$* \langle \psi_k | H | \psi_k \rangle = ?$$

si  $n = n'$ :  $\langle \varphi_n | H | \varphi_n \rangle = \alpha$  (intégrale coulombienne)

si  $|n - n'| = 1$ :  $\langle \varphi_n | H | \varphi_{n'} \rangle = \beta$  (intégrale de résonance)

$$\text{sinon: } \langle \varphi_n | H | \varphi_{n'} \rangle = 0$$

↳ représente la covalence de la liaison chimique.

$$\langle \psi_k | \hat{H} | \psi_k \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \sum_{n'=1}^N e^{ik(n-n')a} \langle \psi_n | \hat{H} | \psi_{n'} \rangle$$

$$= \frac{1}{N} \left[ N\alpha + N\beta e^{-ika} + N\beta e^{ika} \right] = \alpha + 2\beta \cos ka$$

Donc  $E_k = \alpha + 2\beta \cos ka$ .

\* Structure des bandes :

-  $k=0$  :  $E(k=0) = \alpha + 2\beta$

$$|\psi_{k=0}\rangle \propto \sum_1^N |\psi_n\rangle$$

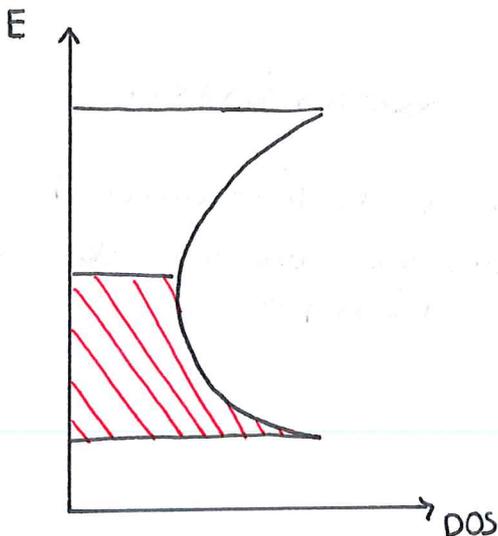
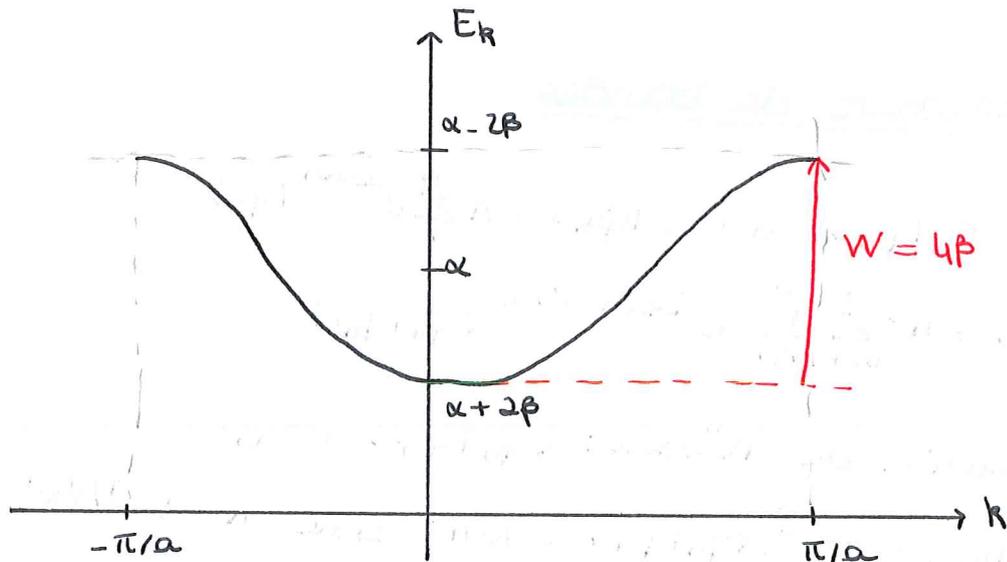


-  $k=\pi/a$  :  $E(k=\pi/a) = \alpha - 2\beta$

$$|\psi_{k=\pi/a}\rangle \propto \sum_1^N e^{i\pi n} |\psi_n\rangle$$



$$E(k=0) < E(k=\pi/a) \Rightarrow \beta < 0$$



$$N(E) = \frac{N}{\pi} \frac{1}{(4\beta^2 - (E - \alpha)^2)^{1/2}}$$

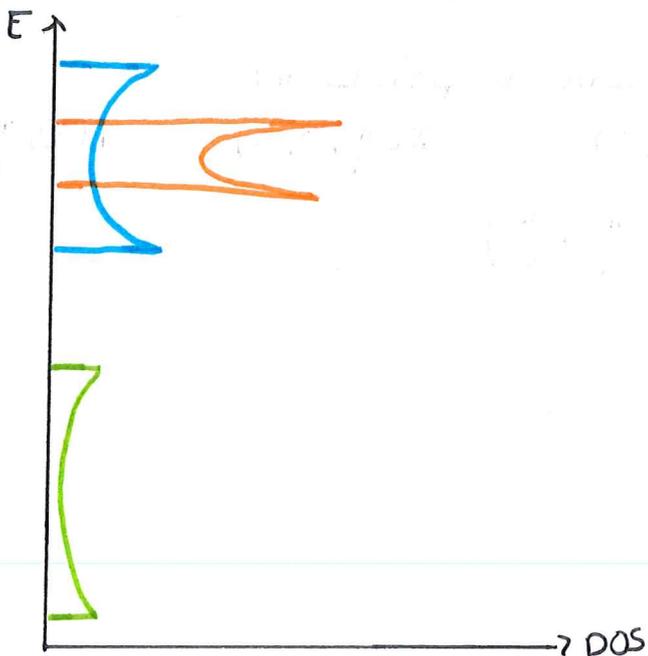
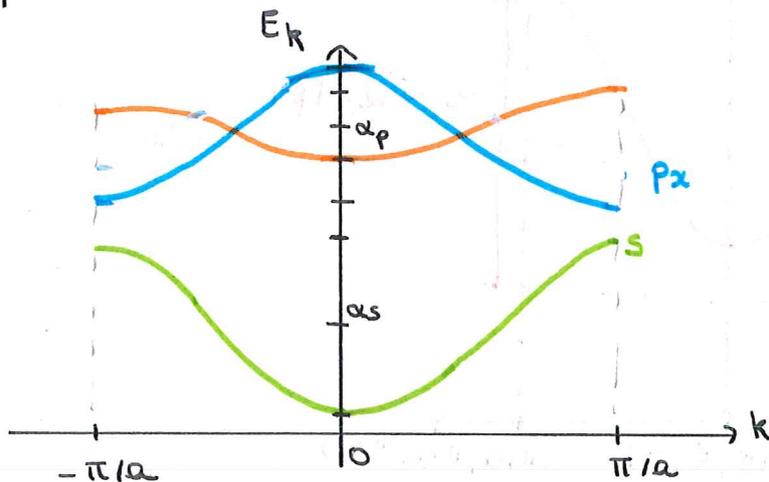
Avec les orbitales p:



Pour la  $p_x$ :  $k=0$ :  AL  $E_0 = \alpha_p + 2\beta_p^\sigma$   
 $k=\frac{\pi}{a}$ :  L  $E_{\pi/a} = \alpha_p - 2\beta_p^\sigma < E_0$   
 $\Rightarrow \beta_p^\sigma > 0$

Pour la  $p_y$ :  $k=0$ :  L  $\Rightarrow \beta_p^\pi < 0$   
 $k=\pi/a$ :  AL

$|\beta_s| > |\beta_p^\sigma| > |\beta_p^\pi|$



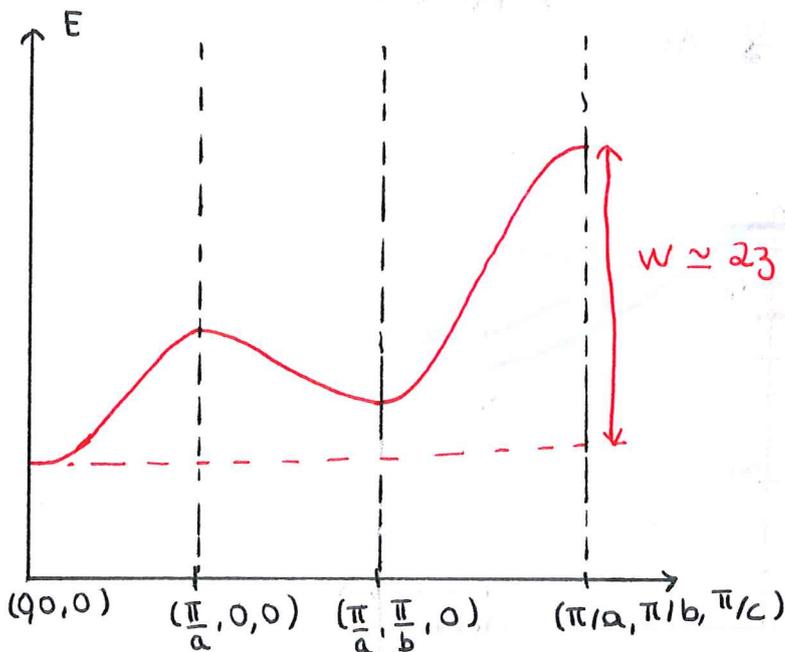
## IV - le solide en 3D.

$$\vec{k} \begin{cases} k_x = 0, \pm \frac{2\pi n}{Na} \in [-\pi/a, \pi/a] \\ k_y = \pm \frac{2\pi n}{Nb} \in [-\pi/b, \pi/b] \\ k_z = \pm \frac{2\pi n}{Nc} \in [-\pi/c, \pi/c] \end{cases} \left. \vphantom{\vec{k}} \right\} \text{1<sup>er</sup> zone de Brillouin.}$$

$$E = \alpha + 2\beta_x \cos(k_x a) + 2\beta_y \cos(k_y b) + 2\beta_z \cos(k_z c)$$

Fonction à 3 variables → impossible à représenter

⇒ Chemin de point  $k$ :



Quelques noms de points  $k$ :

$$\Gamma(0, 0, 0)$$

$$X(\frac{\pi}{a}, 0, 0)$$

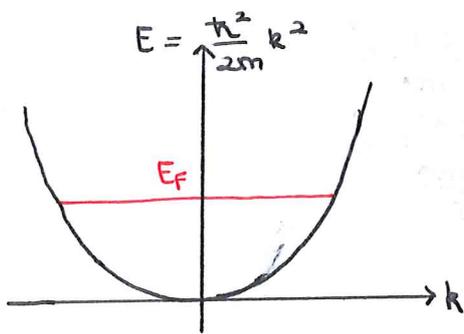
$$Y(0, \frac{\pi}{b}, 0)$$

$$Z(0, 0, \frac{\pi}{c})$$

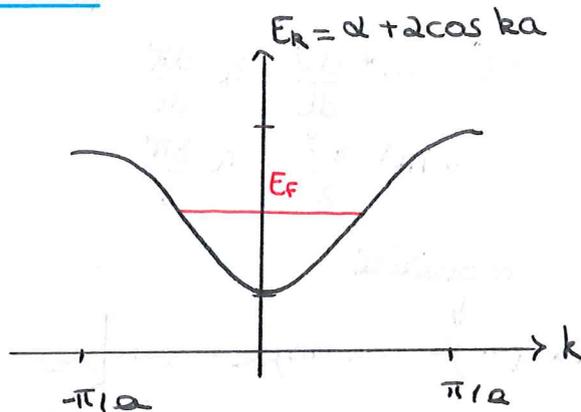
$$R(\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{b}, \frac{\pi}{c})$$

# V. Propriétés des solides.

## 1) concept de masse effective.



GEL



liaison forte

$$\text{GEL: } \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} = \frac{\hbar^2}{m}$$

$$\text{liaison forte ; DL 2 en } k=0 : E_R = E_0 + \underbrace{\left(\frac{\partial E}{\partial k}\right)_0}_{=0} k + \frac{1}{2} \underbrace{\left(\frac{\partial^2 E}{\partial k^2}\right)_0}_{=\frac{\hbar^2}{m^*}} k^2$$

$m^* \leftarrow$  masse effective de l' $e^-$

$m^*$  est la masse de l' $e^-$  pour que le modèle GEL donne le même résultat.

Si  $m^* < m_{e^-}$  :  $e^-$  est léger car délocaliser par covalence  $\Rightarrow$  bonne conductivité

Si  $m^* > m_{e^-}$  :  $e^-$  est lourd  $\Rightarrow$  mauvaise conductivité.

### \* Bande faiblement remplie :

D'après la formule de  $E_k$  :  $E_k = E_0 - 2a^2 k^2 \beta$

$$\text{Donc } \frac{\hbar^2}{2m^*} = -\beta a^2 \Leftrightarrow m^* = -\frac{\hbar^2}{2\beta a^2}$$

$$\beta < 0 \Rightarrow m^* > 0$$

$$|\beta_s| > |\beta_p| > |\beta_d| \Rightarrow m_d^* > m_p^* > m_s^*$$

### \* Bande presque pleine :

cette fois  $k_0 = \pm \pi/a$  pour le DL :  $E_k = E_{\pi/a} + \frac{1}{2} (-2\beta a^2 \cos \pi) (k - \pi/a)^2$   
 $= E_{\pi/a} + \beta a^2 (k - \pi/a)^2$

Donc  $m^* = \frac{\hbar^2}{2\beta a^2}$        $\beta < 0 \Rightarrow m^* < 0$

conductivité de la bande faiblement remplie :

$$\vec{F} = -e\vec{E} = m^* \frac{d\vec{v}}{dt} = \hbar \frac{d\vec{k}}{dt}$$

$$\approx m^* \frac{\delta\vec{v}}{\tau} = \hbar \frac{\delta\vec{k}}{\tau}$$

$$\Rightarrow \delta\vec{v} = -\frac{e\tau}{m^*} \vec{E}$$

$$\vec{J} = \underbrace{ne^2\tau}_{\sigma} \vec{E}$$

mobilité  
↓

$$\sigma = n \times q \times \mu = -ne\mu_e \Rightarrow \mu_e = -\frac{e\tau}{m^*} < 0$$

conductivité de la bande presque pleine :

$$\delta\vec{v} = \frac{-e\tau}{m^*} \vec{E} > 0 \Rightarrow \delta\vec{v} \text{ dans le même sens que } \vec{E}$$

or  $\vec{F} = -e\vec{E} \Rightarrow$  la force les pousse dans l'autre sens

↳ nouvelle particule : le trou (h)

$$e^- : q = -e$$

$$m^* < 0$$

$$h^+ : q = +e$$

$$m^* > 0$$

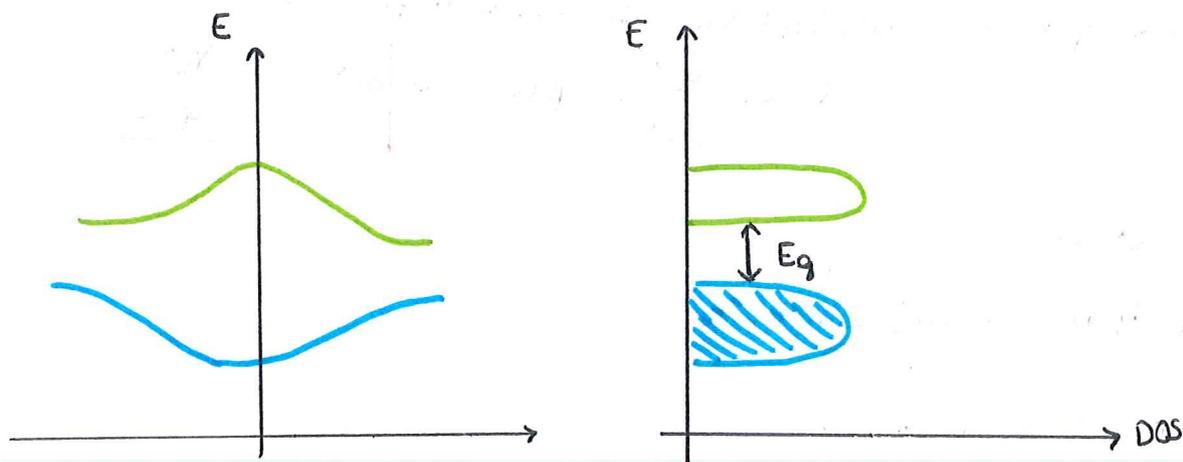
$$\mu_h > 0$$

\* Bande pleine :

$$\vec{J} = -ne\delta\vec{v} = \sigma \vec{E}$$

$$\delta\vec{v} \propto \delta\vec{k} \text{ or } \vec{k} \text{ ne peut pas changer donc } \delta\vec{k} = \vec{0}$$

Donc  $\vec{J} = \vec{0}$  et  $\sigma = 0 \Rightarrow$  c'est un isolant

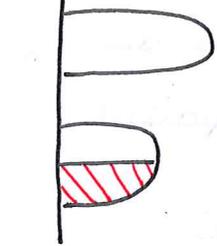


Les isolants sont caractérisés par l'écart d'énergie entre les 1<sup>er</sup> états vides et dernier pleins : gap,  $E_g$

Les isolants ne sont pas prédits par le GEL

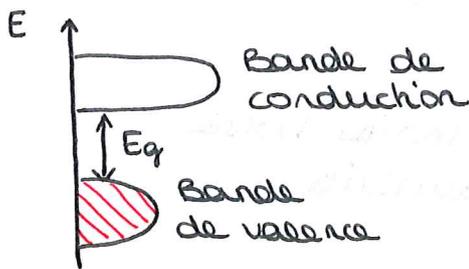
## 2) Métaux, semi-conducteur et isolant

\* Métaux :



Bande de valence partiellement remplie  
si  $T \neq 0$ ,  $\sigma > 0$  (à cause de collisions)

\* Isolants :



$\sigma$  très faible mais non nul  
→ Distribution de Fermi - Dirac :

$$f(E) = \left( 1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) \right)^{-1}$$

si  $T \neq 0$ ,  $\sigma > 0$

Mesurer  $\sigma = f(T)$  permet de différencier un métal d'un isolant.

on passera de semi-conducteur lorsque le gap est assez faible pour qu'il y ait une conductivité résiduelle à RT

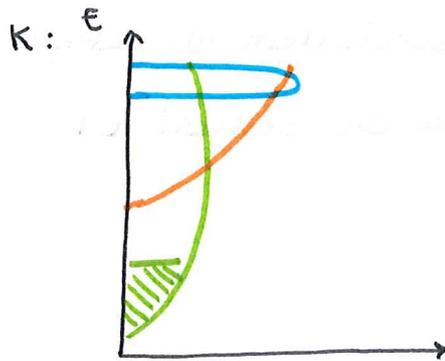
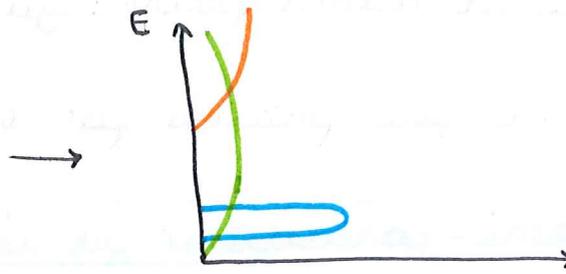
	isolant	semi-conducteur	métaux	
$\sigma (\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1})$	$10^{-22} - 10^{-9}$	$10^{-9} - 10^2$	$> 10^2$	à RT

### 3) conduction des métaux

4p —

4s —

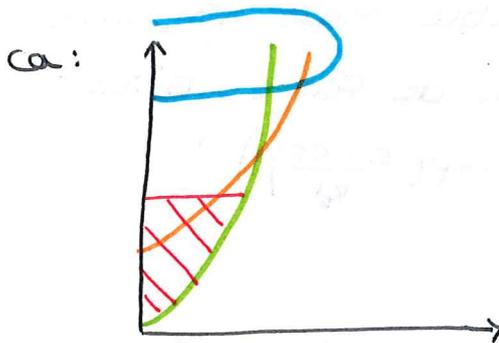
3d —



Au niveau de Fermi : que des  $e_s$

$$m_{4s}^* \propto \frac{1}{\beta_{4s}} \Rightarrow m_{4s}^* \text{ très faible}$$

$\Rightarrow$  Très bonne conductivité



$$m_{4p}^* > m_{4s}^*$$

$\sigma_{4p} < \sigma_{4s}$  donc moins bonne conductivité

Ti : on remplit les  $3d$

$$m_{3d}^* < m_{4s}^*$$

$$\sigma_{3d} \ll \sigma_{4s}$$

Toutes les collisions faite par les  $4s$   
+ collision s-d

$$v_{4s} \ll \Rightarrow \sigma_{4s} \ll$$

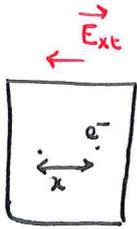
cu : que des  $4s$  au niveau de Fermi  $\Rightarrow \sigma_{cu}$  élevée.

## 4) Propriétés optiques.

Réflexion de la lumière par les métaux:

Modèle de Drude

$$E_{ph} = \hbar\omega = \frac{hc}{\lambda} = h\nu \quad E_{xt} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$$



matériau

constante diélectrique:  $E(\omega) = E_1(\omega) + iE_2(\omega)$

$E_2(\omega)$  est responsable de l'absorption.

Hyp:  $E_2 = 0$  ici.

si  $E(\omega) > 0 \Rightarrow$  propagation

$E(\omega) < 0 \Rightarrow$  réflexion

$$E(\omega) = \frac{E}{E_{xt}} = \frac{E_{xt} + E_{rad}}{E_{xt}} = 1 + \frac{E_{rad}}{E_{xt}}$$

moment dipolaire total:  $p = -nex$

$$E_{rad} = 4\pi p$$

$$\Rightarrow E(\omega) = 1 + 4\pi \frac{nex}{E_{xt}}$$

$$\Rightarrow E(\omega) = 1 - \frac{4\pi ne^2}{m\omega^2}$$

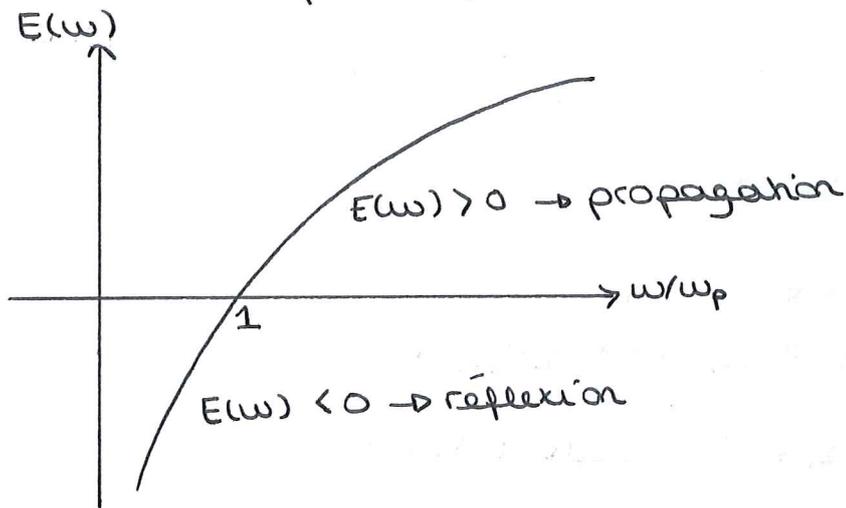
$$F = -eE_{xt} = m \frac{d^2x}{dt^2}$$

$$x_t = \frac{eE_{xt}}{m\omega^2}$$

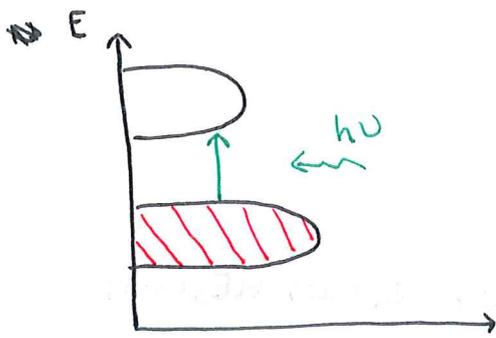
Fréquence plasma:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi ne^2}{m}}$$

passage  
par complexe



Absorption de la lumière par les isolants et les SC.



la probabilité de transition est:

$$\frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_a | V | \psi_b \rangle|^2 \delta(E_b - E_a - h\nu)$$

$\Rightarrow$  il y a des règles de sélection

$\vec{k}$  varie-t-il lors de la transition?

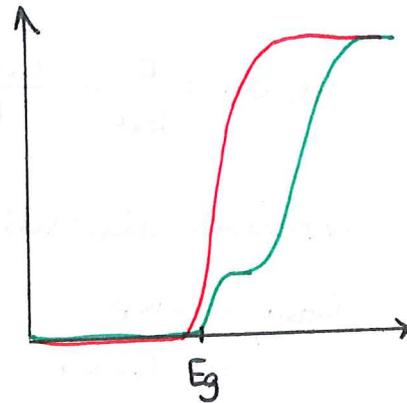
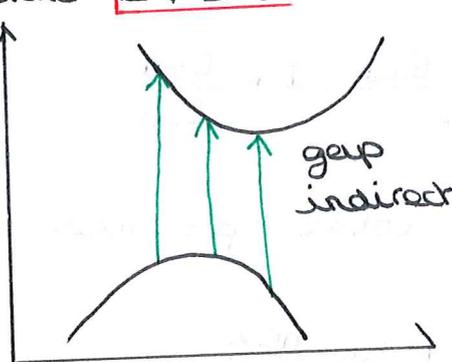
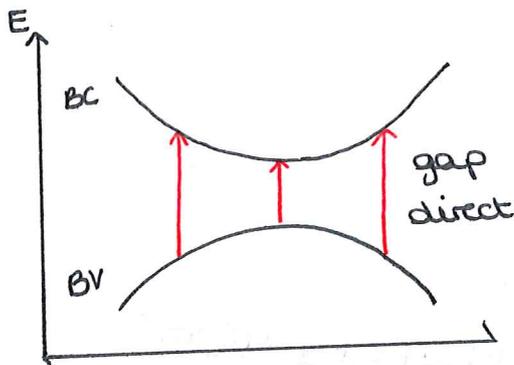
$\psi_{\vec{k}_i}$  initial,  $\psi_{\vec{k}_f}$  final et  $E_p$  pour le photon

$$\hbar \vec{k}_i + \hbar \vec{k}_p = \hbar \vec{k}_f$$

$\sim 10^{10} \text{ m}^{-1}$     $\sim 10^7 \text{ m}^{-1}$     $\sim 10^{10} \text{ m}^{-1}$

$$\Rightarrow \vec{k}_i \sim \vec{k}_f$$

$$\text{donc } \Delta \vec{k} = \vec{0}$$



Les transitions non-verticales sont possibles par absorption ou émission de photons  $\Rightarrow$  interactions à 3 particules donc moins probables et moins intenses.

## IV - Quelques mots sur la physique des SC.

### 1) Remarques générales.

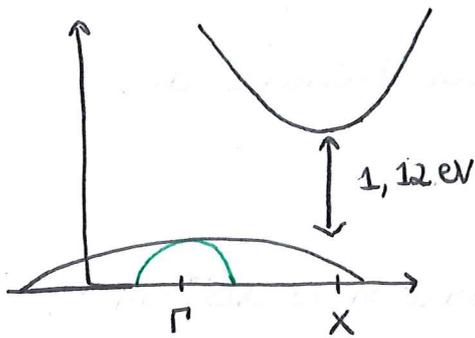
$E_g \in [0, 4] \text{ eV}$  donc ils sont colorés

$\sigma \propto \text{si } T \uparrow$  et  $\sigma \sim 10^{-9}$  à  $10^2 \text{ } \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$

ex: GaN: 3,4 eV   GaP: 2,4 eV   GaAs: 1,5 eV

Pilus on descend dans une colonne, plus les OA sont diffusés donc  $\beta$  augmente et  $E_g$  et  $m^*$  diminuent.

\* le silicium:



- : trou léger  $m_{h^+}^* = 0,16 m_e$

- : trou lourd :  $m_{h^+}^* = 0,49 m_e$

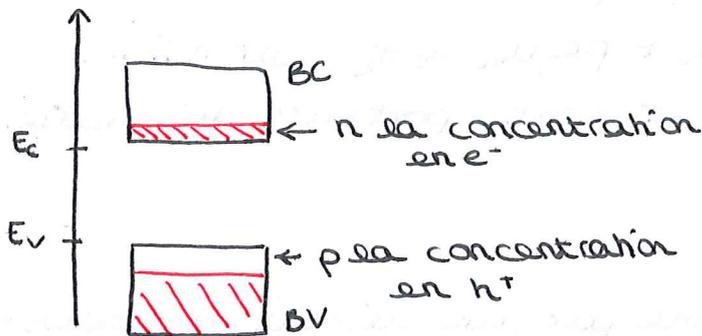
La masse effective des  $e^-$  dépend de la direction:

$$m_{e_{||}}^* = 0,98 m_e$$

$$m_{e_{\perp}}^* = 0,19 m_e$$

→ anisotropie de conductivité

## 2) SC intrinsèques



$$n = \int_{E_C}^{+\infty} N_C(E) f(E) dE$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} N_V(E) f_h(E) dE$$

Hyp: DOS de la BV et de la BC correspondent au GEL

$$\Rightarrow n = \underbrace{\frac{2\pi^{3/2}}{h^3} (2m^*)^{3/2} (k_B T)^{3/2}}_{= N_C} \exp\left(-\frac{E_F - E_C}{k_B T}\right)$$

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

$N_C, N_V$  sont les densités d'états effectives  $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

$$\boxed{np = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right)}$$

Or dans ce cas,  $n = p = \sqrt{N_C N_V} e^{-E_g/2k_B T}$

Pour Si à TA,  $n = p \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  soit  $1e^-$ ,  $1h^+$  pour  $10^{13}$  atomes de Si

⇒ très sensibles aux impuretés

Pour GaAs,  $n = p \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$  soit  $1e^-$ ,  $1h^+$  pour  $10^{17}$  atomes de GaAs.

$$\text{on a } n = N_C \exp\left(-\frac{E_F - E_C}{k_B T}\right) = \sqrt{N_C N_V} e^{-E_g/2k_B T}$$

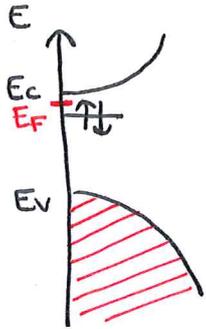
Si  $N_C \approx N_V$  on trouve:  $E_C - E_F = \frac{E_g}{2} \Rightarrow E_F$  à mi-chemin entre BC et BV

### 3) SC dopés

\* Dopage n: On substitue un atome par un élément de valence supérieure

ex: P substitue Si.

$N_d$  est sa concentration en dopant: Nd par Si  $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .



$E_f$  est proche de BC

à  $T \neq 0$ : ionisation du donneur dans la BC  $\Rightarrow \sigma \nearrow$

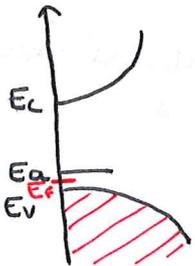
$$n = n_i + N_d \quad \text{et} \quad p = p_i = n_i$$

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_h = -n e \mu_e + p e \mu_h \approx \sigma_e \quad \text{car } n \gg p.$$

On dit que les  $e^-$  sont porteurs de charge majoritaires

\* Dopage p: on substitue un atome par un élément de valence inférieur.

ex: B substitue Si ( $N_A \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ )



$E_f$  proche de la BV.

à  $T \neq 0$ : "ionisation" des trous  $\Rightarrow$  trous dans la BV donc  $\sigma \nearrow$

$h^+$  est porteur majoritaire des charges.

\* SC dégénérés: augmentation de  $N_d$  ou  $N_A$

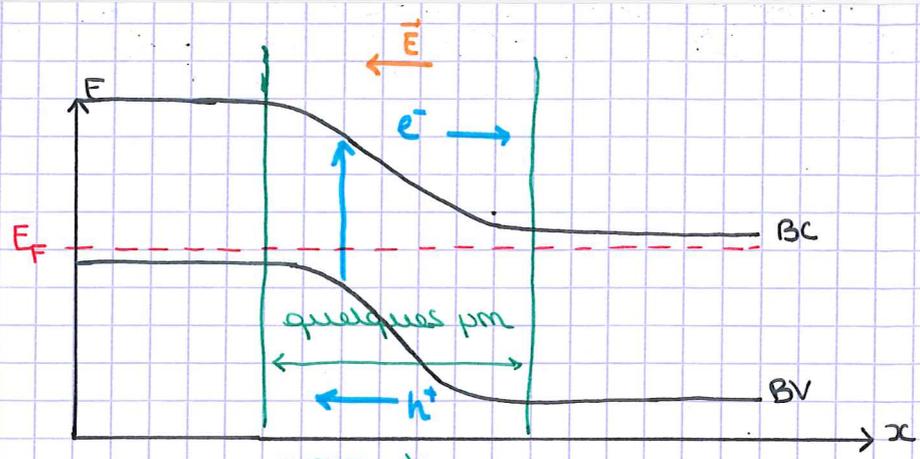
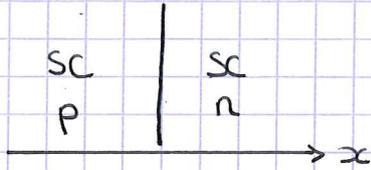


SC



SC dégénéré  
(= métal)

\* Jonction p-n:



$E \sim 10^6 \text{ V.m}^{-1}$

usage : photovoltaïque.

