

Physique Statistique (PHY432)

Amphi 10: Electrons dans les solides

Marc Mézard

Rappel. Page web du cours:

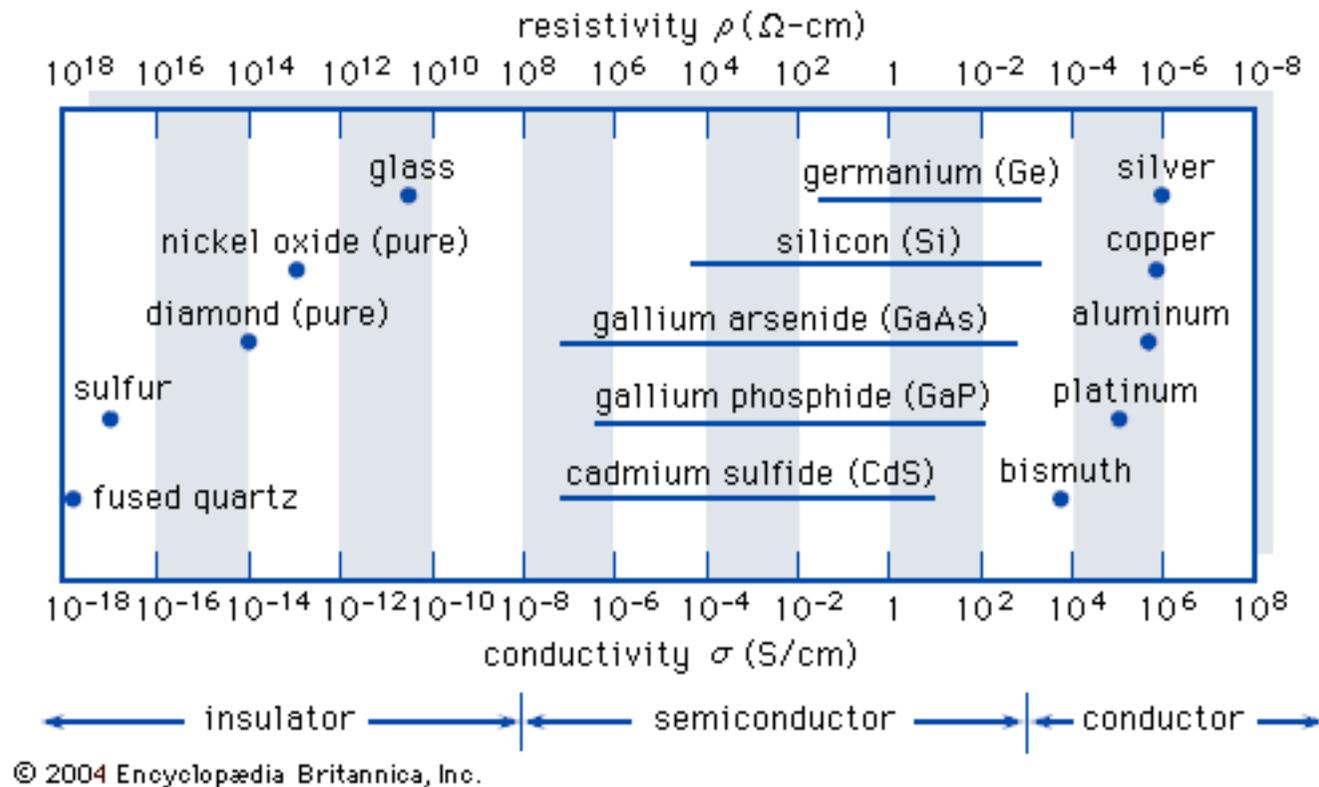
<http://www.lptms.u-psud.fr/membres/mezard/X.html>

Contrôle du 1er juillet: 3 heures, tout le programme.

Documents= photocopiés, transparents d'amphis, notes personnelles de PC, calculatrice, traducteurs automatique

Rattrapage de septembre: 3 heures, sans aucun document

Electrons dans les solides



- Rappels sur les gaz de fermions
- Théorie des bandes
- Conducteurs et Isolants
- Semiconducteurs

Fermions: facteur d'occupation

Etats d'un électron : $|\phi_k\rangle$

Energie : ϵ_k

Distribution du nombre de particules dans l'état k :

$$P(n_k) = \frac{e^{\beta n_k (\mu - \epsilon_k)}}{1 + e^{\beta (\mu - \epsilon_k)}}$$

Facteur d'occupation de Fermi:

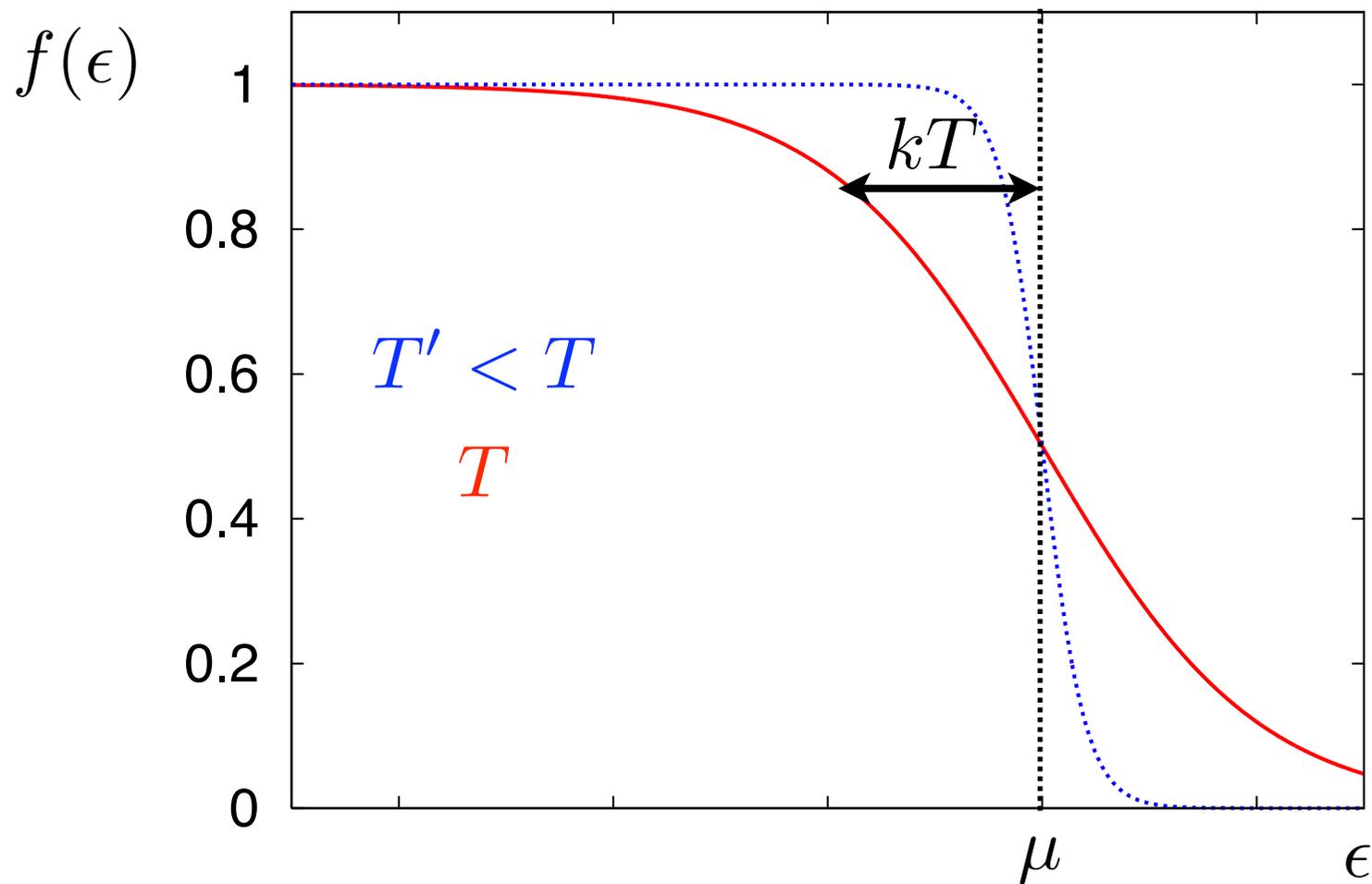
$$f_k = \langle n_k \rangle = \frac{1}{1 + e^{\beta (\epsilon_k - \mu)}}$$

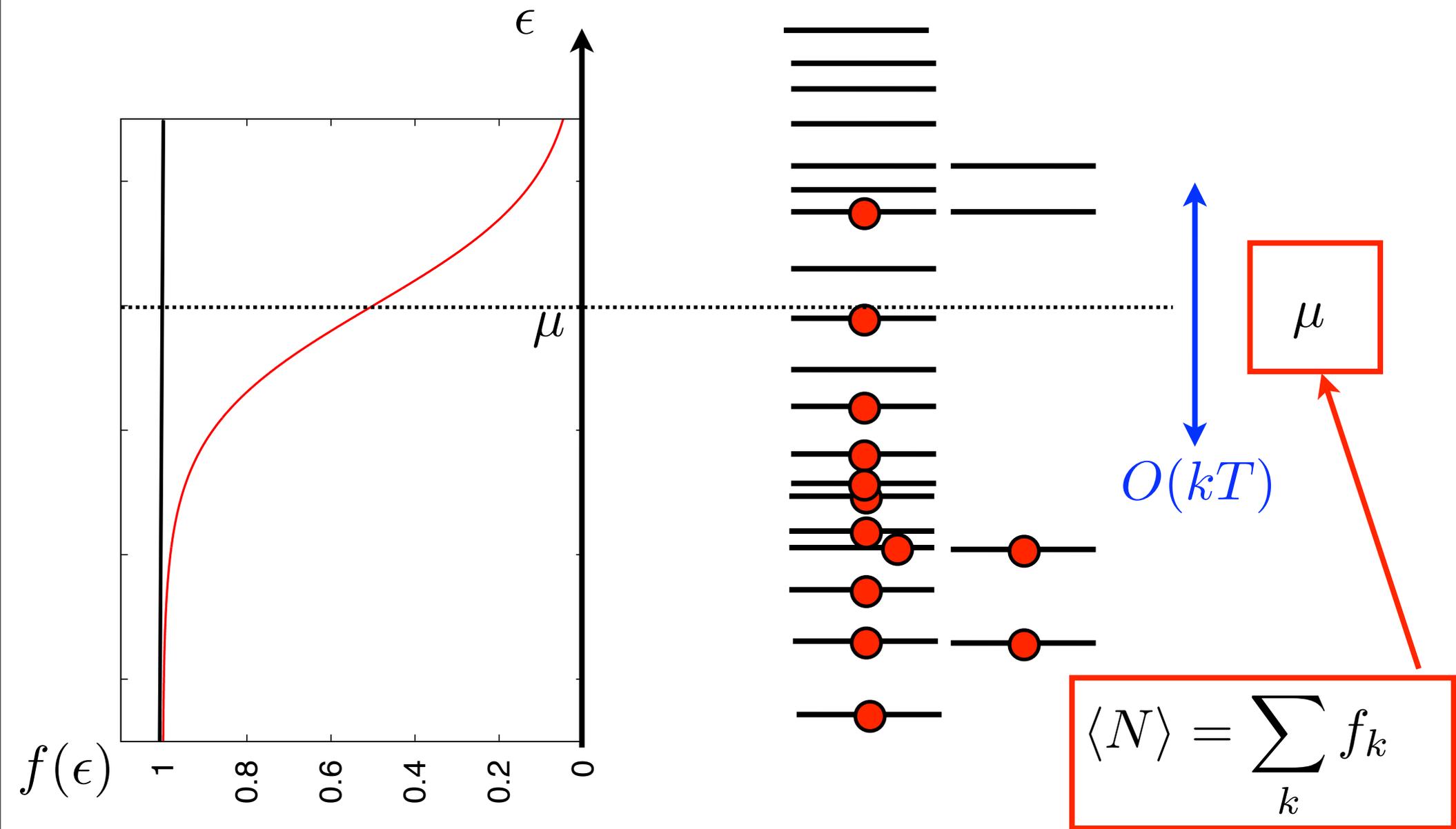
$$\langle N \rangle = \sum_k f_k$$

$$U = \langle E \rangle = \sum_k f_k \epsilon_k$$

Facteur d'occupation de Fermi

$$f_k = \langle n_k \rangle = \frac{1}{1 + e^{\beta(\epsilon_k - \mu)}}$$

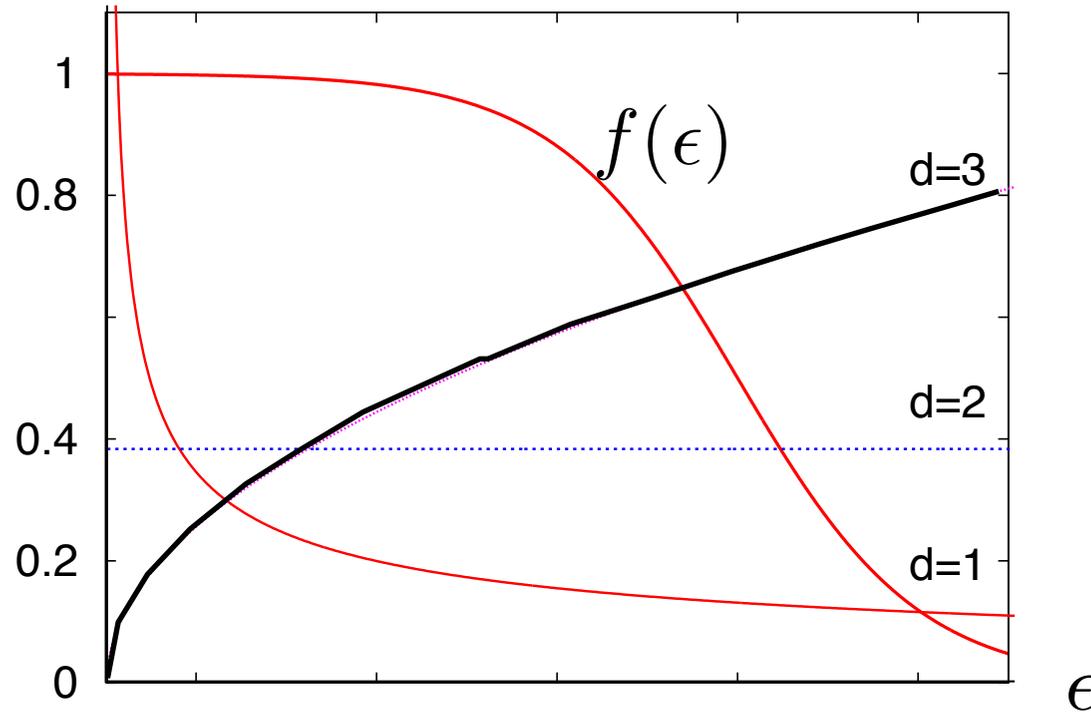




Température finie: excitations possibles autour de

$$\epsilon \simeq \mu \pm O(kT)$$

Electrons libres



Facteur de Fermi:

$$f(\epsilon) = \frac{1}{1 + e^{\beta(\epsilon - \mu)}}$$

Densité d'états électrons libres
boîte de volume V :

$$D(\epsilon) = 2V \frac{(2m)^{3/2}}{4\pi^2 \hbar^3} \sqrt{\epsilon} \theta(\epsilon)$$

$$N = \int d\epsilon D(\epsilon) f(\epsilon)$$

$$U = \int d\epsilon D(\epsilon) f(\epsilon) \epsilon$$

Electrons dans un solide

Electrons libres? **NON!**

- une bonne approximation pour les métaux...

Positions des noyaux fixées aux points \vec{R}_n

noeuds d'un réseau périodique

Hamiltonien des électrons:

$$H = \sum_i \frac{\vec{p}_i^2}{2m} - Ze^2 \sum_{i,n} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{R}_n|} + e^2 \sum_{i < j} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}$$

→ Conducteurs, isolants, semiconducteurs,
supraconducteurs, magnétorésistance géante,
transistors, ...

Electrons dans un solide

$$H = \sum_i \frac{\vec{p}_i^2}{2m} - Ze^2 \sum_{i,n} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{R}_n|} + e^2 \sum_{i < j} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}$$

Ordres de grandeur:

Interaction de Coulomb d'un électron avec les autres: (écranage)

$$\frac{e^2}{a} \simeq e^2 n^{1/3}$$

Energie cinétique d'un électron (énergie de Fermi):

$$\varepsilon_F \propto C n^{2/3}$$

→ Interactions deviennent négligeables dans la limite de haute densité (conséquence de Pauli)

Electrons dans un solide

$$H = \sum_i \frac{\vec{p}_i^2}{2m} - Ze^2 \sum_{i,n} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{R}_n|} + e^2 \sum_{i < j} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}$$

Pour aller au delà: approximation de champ moyen.

$$e^2 \sum_{i < j} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \simeq \sum_i V_{eff}(\vec{r}_i)$$

$$V_{eff}(\vec{r}) \simeq \int d\vec{r}' n(\vec{r}') \frac{e^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

$n(\vec{r})$ calculé de façon auto-cohérente à partir de

$$H = \sum_i \frac{\vec{p}_i^2}{2m} - Ze^2 \sum_{i,n} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{R}_n|} + \sum_i V_{eff}(\vec{r}_i)$$

Electrons dans un solide: champ moyen

$$e^2 \sum_{i < j} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \simeq \sum_i V_{eff}(\vec{r}_i)$$

(Idée qualitative)

$$V_{eff}(\vec{r}) \simeq \int d\vec{r}' n(\vec{r}') \frac{e^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

Principe du calcul:

$$H = \sum_i \frac{\vec{p}_i^2}{2m} - Ze^2 \sum_{i,n} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{R}_n|} + \sum_i V_{eff}(\vec{r}_i) = \sum_i h_i$$

Diagonaliser h : états $\phi_k(\vec{r})$

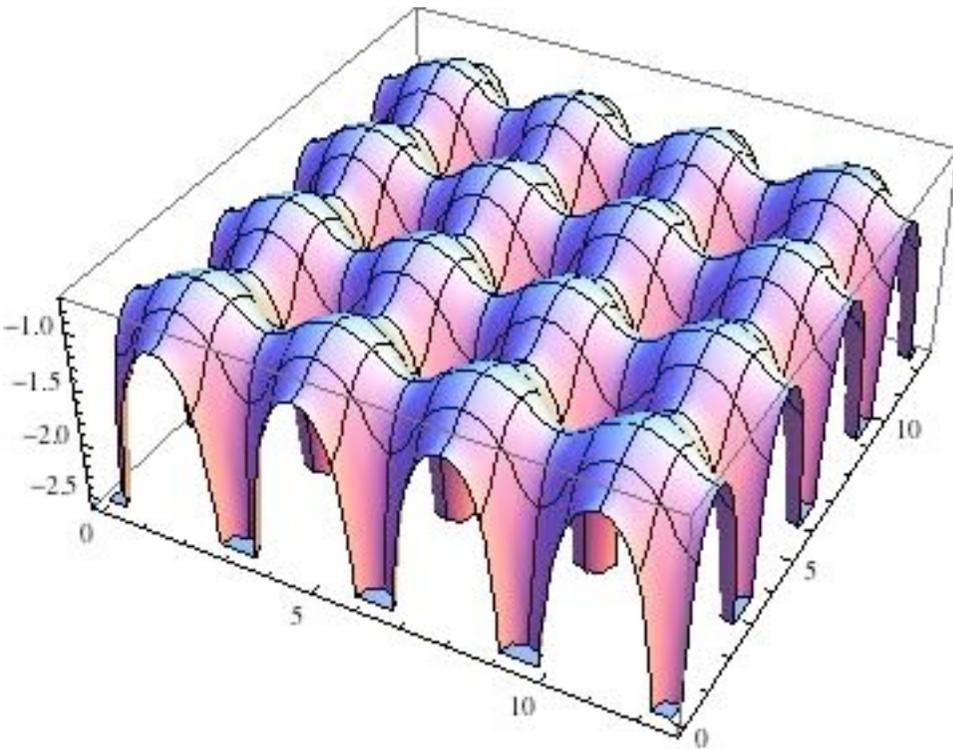
$$n(\vec{r}) = 2 \sum_k |\phi_k(\vec{r})|^2 \frac{1}{e^{\beta(\epsilon_k - \mu)} + 1}$$

En fait nettement plus compliqué: Hartree-Fock,
fonctionnelle de densité V_{eff} existe, périodique

Electrons dans un solide: potentiel effectif

$$H = \sum_i \left[\frac{\vec{p}_i^2}{2m} + V_{eff}(\vec{r}_i) \right]$$

$V_{eff}(\vec{r})$ périodique: $V_{eff}(\vec{r}) = \sum_n V(\vec{r} - \vec{R}_n)$



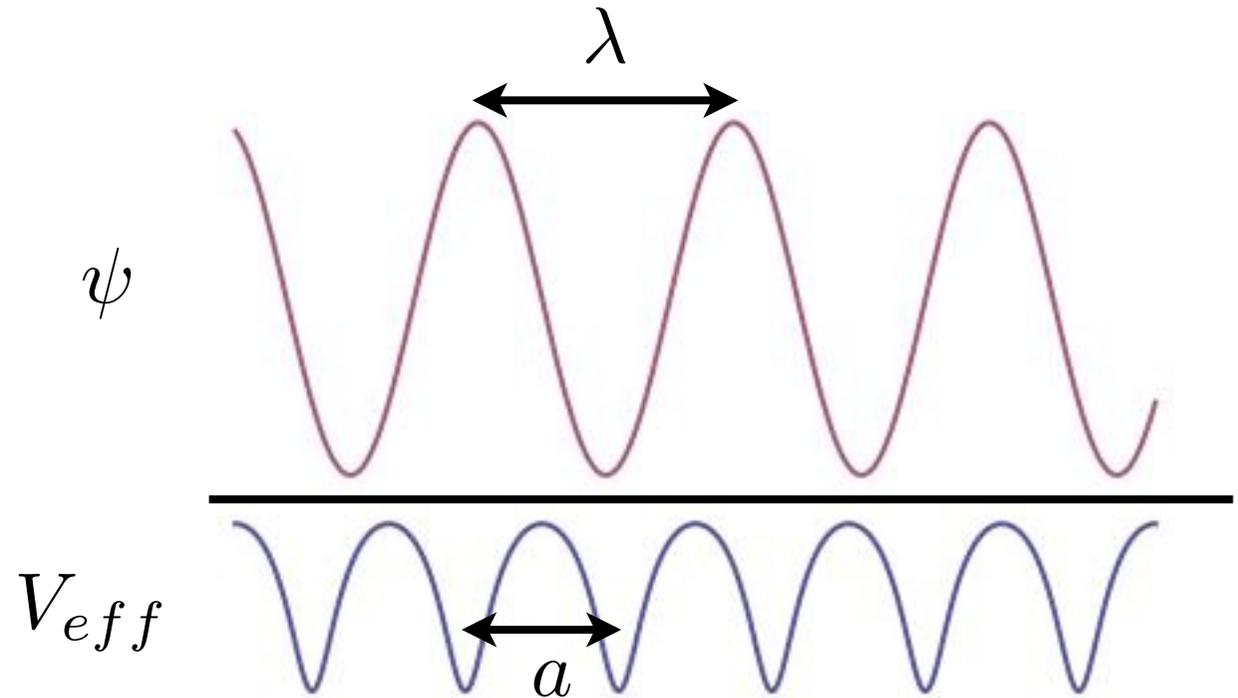
Etats propres d'un électron
dans un potentiel périodique?

Th. des perturbations?

Effet crucial d'un potentiel périodique

Electron vecteur
d'onde k

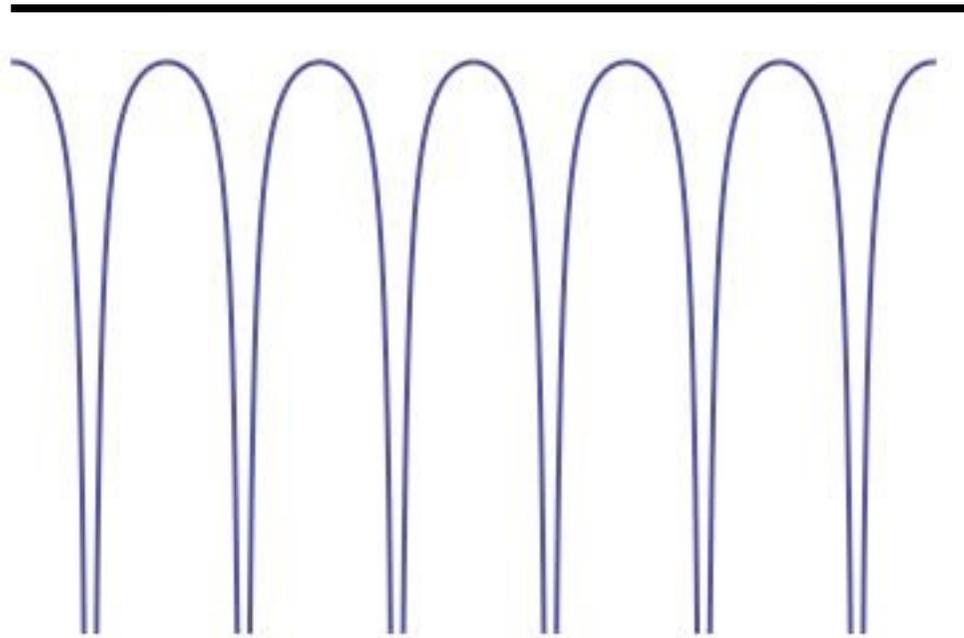
$$\lambda = \frac{2\pi}{k}$$



$$a = \frac{\lambda}{2}$$

interférences destructives: même un
potentiel faible va bloquer le mouvement
d'un électron pour $k = \frac{\pi}{a}$

Electron dans un potentiel périodique

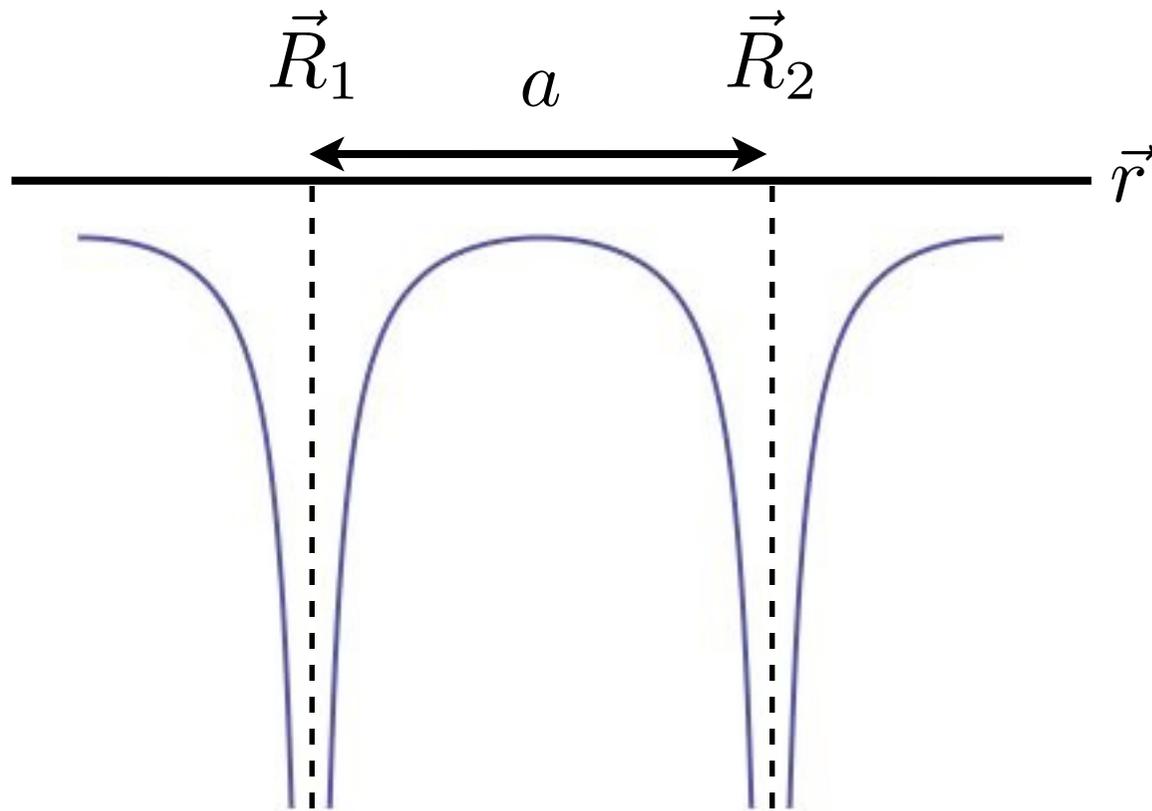


Une méthode générale: la méthode des liaisons fortes.

- Double puits
- Une dimension
- Dimension quelconque

Retour sur le double puits

$$h = \frac{\vec{p}^2}{2m} + V(\vec{r} - \vec{R}_1) + V(\vec{r} - \vec{R}_2)$$

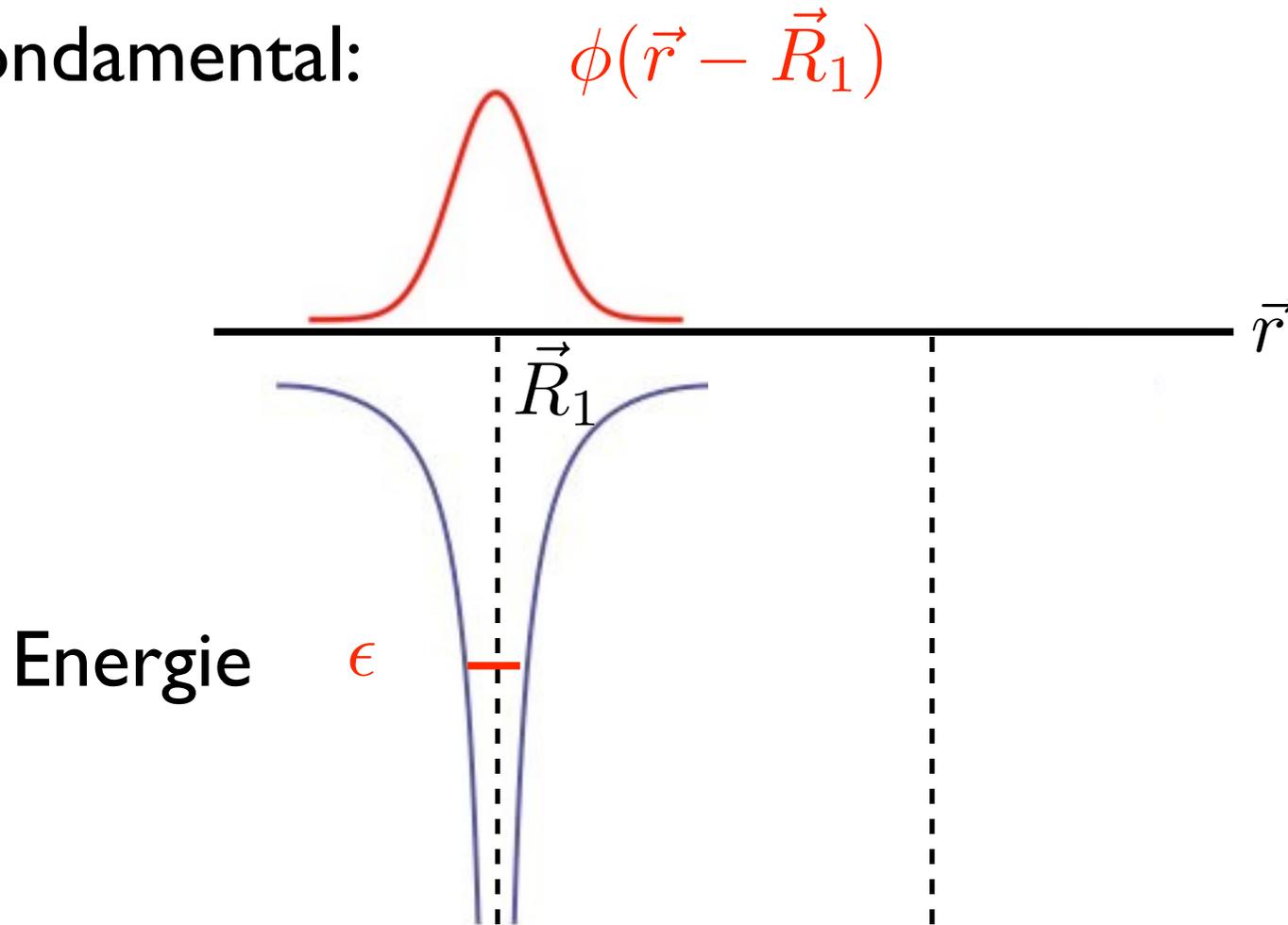


Retour sur le double puits

Puits de gauche

$$h = \frac{\vec{p}^2}{2m} + V(\vec{r} - \vec{R}_1)$$

Etat fondamental:

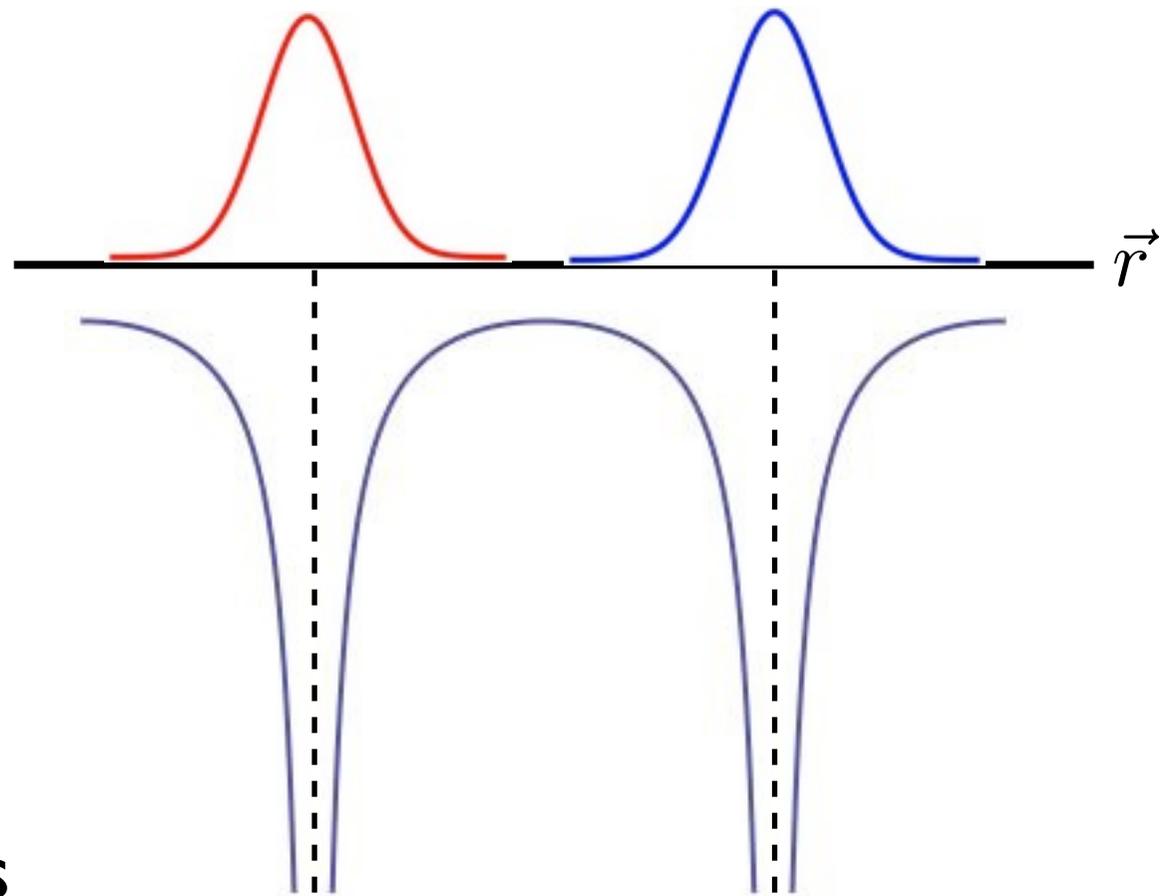
$$\phi(\vec{r} - \vec{R}_1)$$


$$h = \frac{\vec{p}^2}{2m} + V(\vec{r} - \vec{R}_1) + V(\vec{r} - \vec{R}_2)$$

$$|\psi_g\rangle \longleftrightarrow \phi(\vec{r} - \vec{R}_1)$$

$$|\psi_d\rangle \longleftrightarrow \phi(\vec{r} - \vec{R}_2)$$

$$\langle \psi_g | \psi_d \rangle \simeq 0$$



$$\langle \psi_g | h | \psi_g \rangle = \epsilon$$

$$\langle \psi_g | h | \psi_d \rangle = -t$$

Approximation des liaisons fortes: diagonaliser h dans le sous-espace formé des états fondamentaux dans chaque puits

Dans la base $|\psi_g\rangle, |\psi_d\rangle$: $h = \begin{pmatrix} \epsilon & -t \\ -t & \epsilon \end{pmatrix}$

États propres:

Energies:

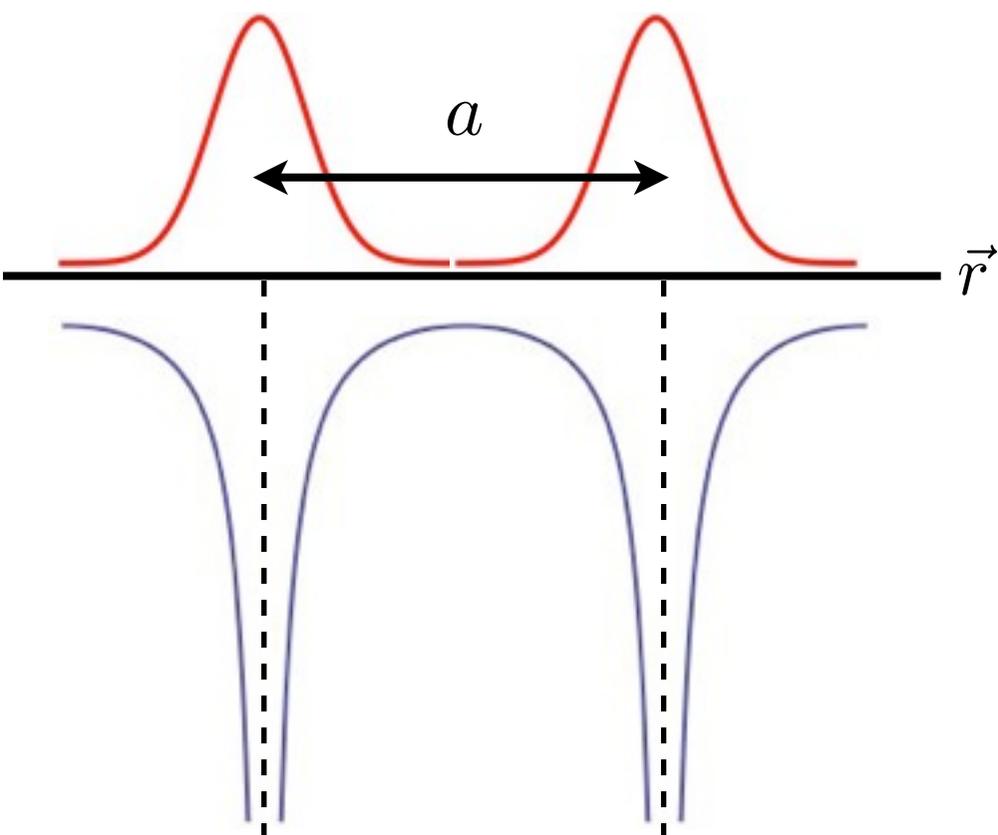
$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\psi_g\rangle + |\psi_d\rangle)$$

$$E_s = \epsilon - t$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\psi_g\rangle - |\psi_d\rangle)$$

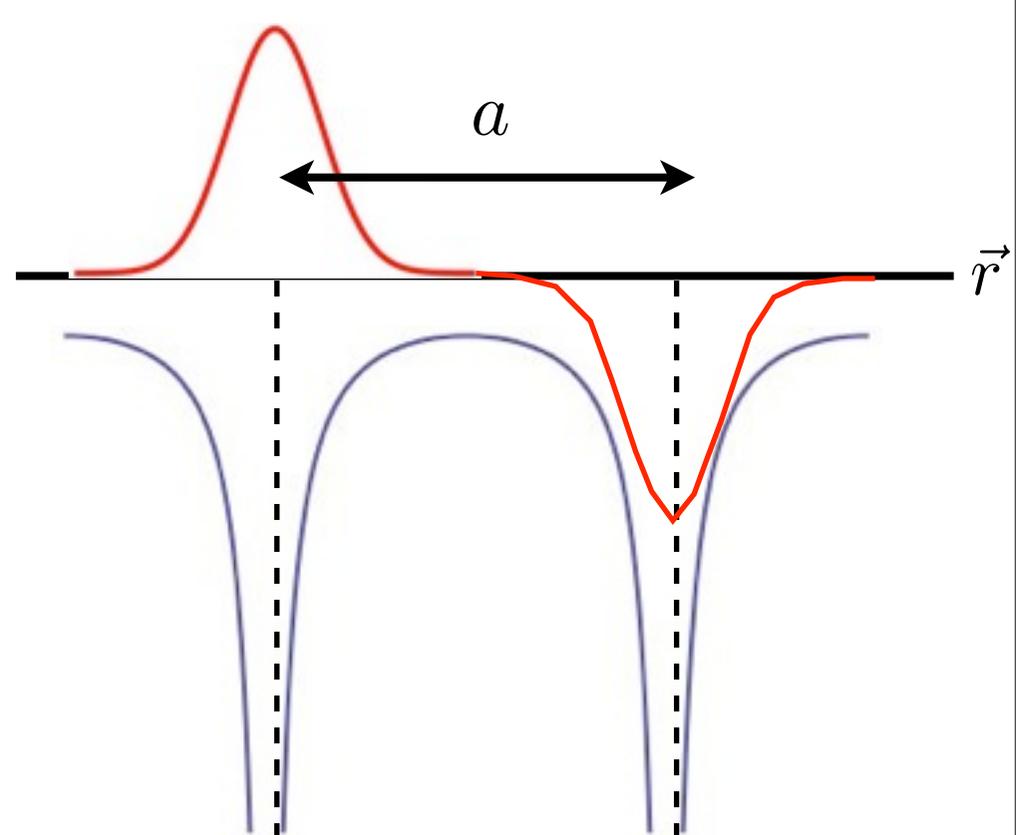
$$E_a = \epsilon + t$$

$$\langle \psi_g | h | \psi_d \rangle = -t \quad : \text{amplitude tunnel}$$



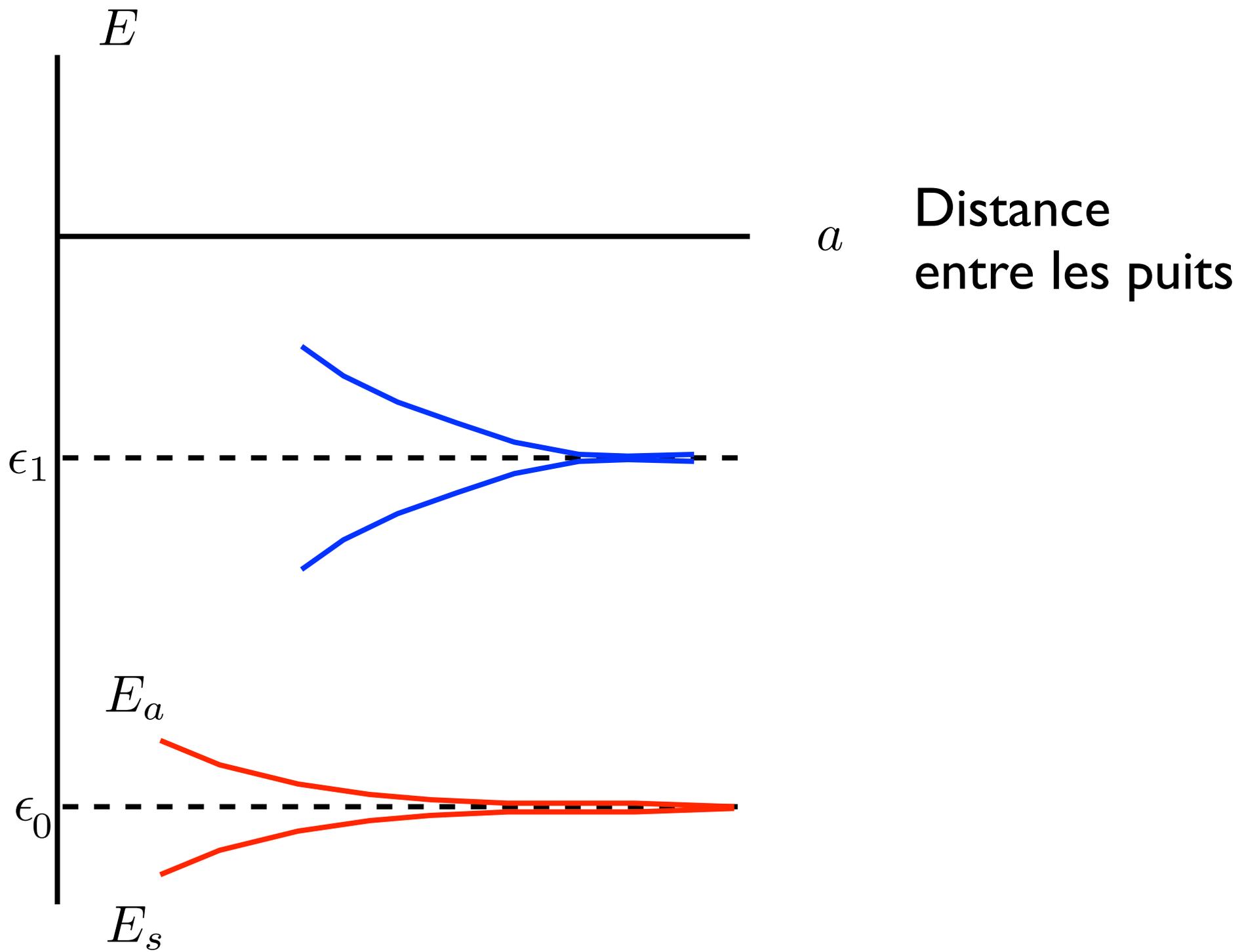
$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\psi_g\rangle + |\psi_d\rangle)$$

$$E_s = \epsilon - t$$



$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\psi_g\rangle - |\psi_d\rangle)$$

$$E_a = \epsilon + t$$



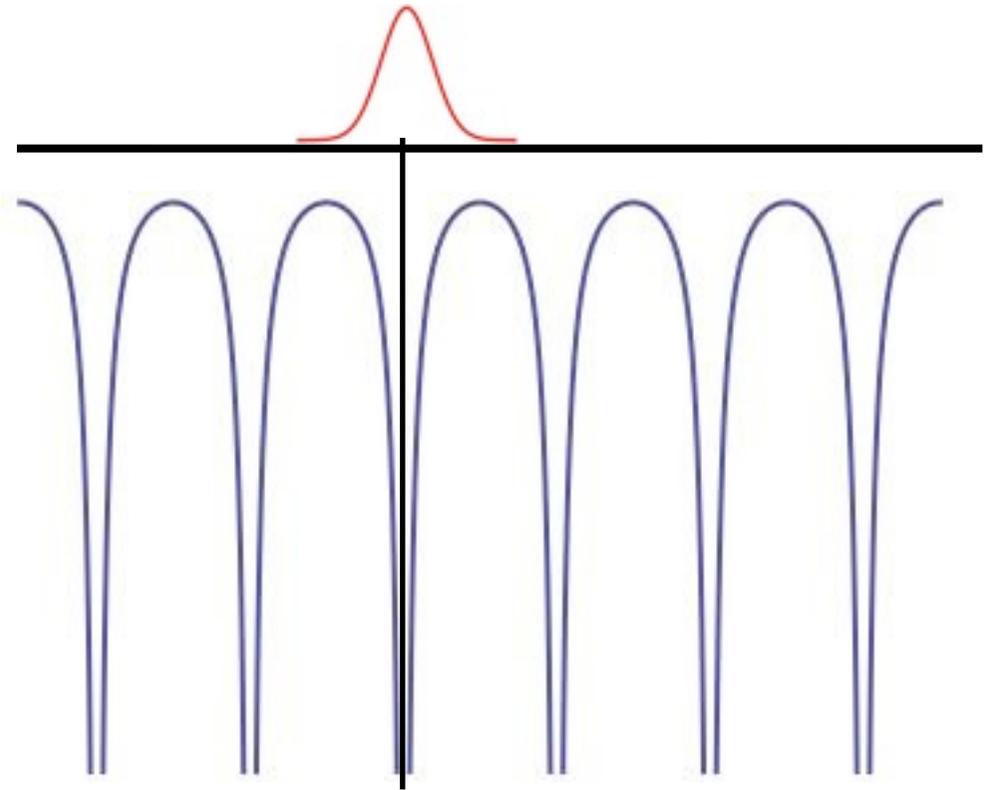
Electron dans un potentiel périodique, d=1

$$h = \frac{p^2}{2m} + \sum_n V(r - R_n)$$

$$|\psi_n\rangle \rightarrow \phi(r - na)$$

$$\langle \psi_p | \psi_n \rangle \simeq \delta_{p,n}$$

$$\langle \psi_p | h | \psi_n \rangle \simeq \begin{cases} \epsilon & \text{si } p = n \\ -t & \text{si } p = n \pm 1 \\ 0 & \text{dans les autres cas} \end{cases} \quad R_n = na$$



Electron dans un potentiel périodique, d=1

Hamiltonien dans la base des $|\psi_n\rangle$ (liaisons fortes): matrice $N \times N$

$$h = \begin{pmatrix} \epsilon & -t & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & -t \\ -t & \epsilon & -t & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ 0 & -t & \epsilon & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \epsilon & -t \\ -t & 0 & 0 & \cdot & \cdot & -t & \epsilon \end{pmatrix}$$

Vecteurs propres:

$$|\phi_k\rangle = \sum_n e^{ikan} |\psi_n\rangle$$

Délocalisés!

Valeurs propres:

$$\epsilon_k = \epsilon - 2t \cos ka$$

Preuve de $h|\phi_k\rangle = \epsilon_k|\phi_k\rangle$

$$|\phi_k\rangle = \sum_n e^{ikan} |\psi_n\rangle$$

$$\begin{pmatrix} \epsilon & -t & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & -t \\ -t & \epsilon & -t & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ 0 & -t & \epsilon & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \epsilon & -t \\ -t & 0 & 0 & \cdot & \cdot & -t & \epsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{ika} \\ e^{2ika} \\ e^{3ika} \\ \cdot \\ \cdot \\ e^{Nika} \end{pmatrix} = \epsilon_k \begin{pmatrix} e^{ika} \\ e^{2ika} \\ e^{3ika} \\ \cdot \\ \cdot \\ e^{Nika} \end{pmatrix}$$

$$\epsilon_k = \epsilon - t(e^{ika} + e^{-ika}) = \epsilon - 2t \cos ka$$

Quantification: $e^{Nika} = 1$ $k = \frac{2\pi p}{N} \frac{1}{a}$

Valeurs possibles: $|\phi_{k+2\pi/a}\rangle = |\phi_k\rangle$ $k \in \left[-\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}\right]$

Bande d'énergie dans un cristal, d=1

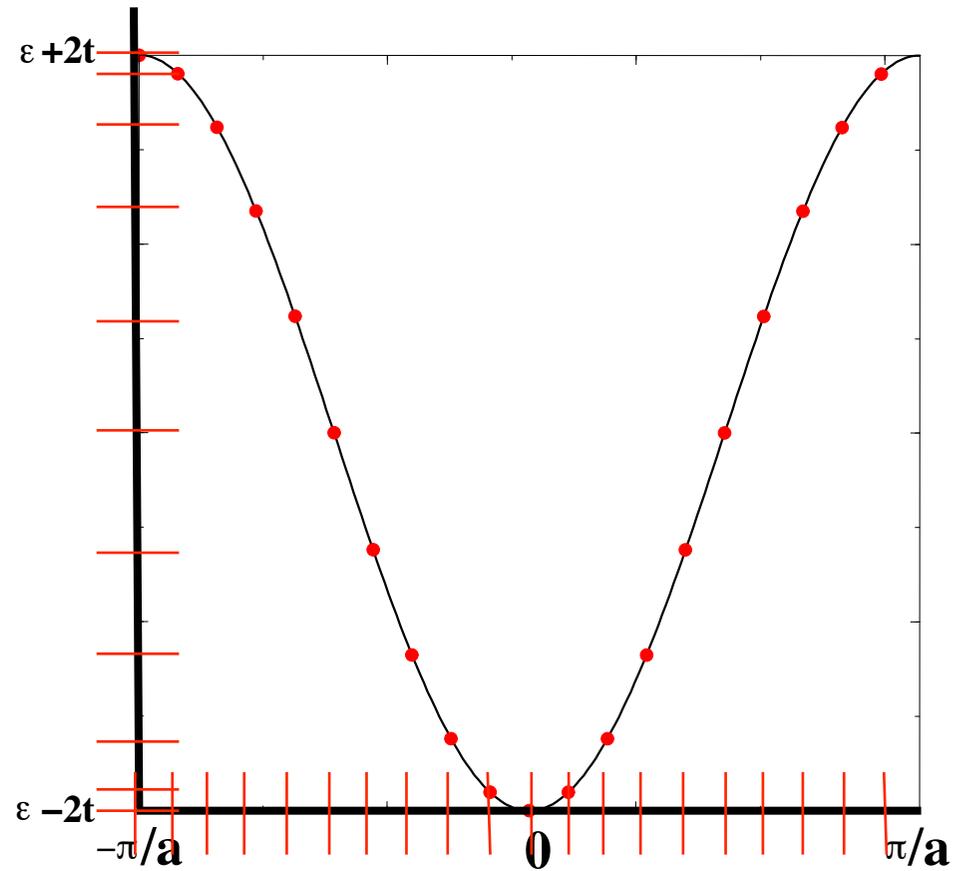
Un électron en une dimension

$$|\phi_k\rangle = \sum_n e^{ikan} |\psi_n\rangle$$

$$\epsilon_k = \epsilon - 2t \cos ka$$

$$k = \frac{2\pi p}{N} \frac{1}{a}$$

$$k \in \left[-\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a} \right]$$



$$N = 20$$

“Zone de Brillouin”

Bande d'énergie dans un cristal, d=1

Un électron en une dimension

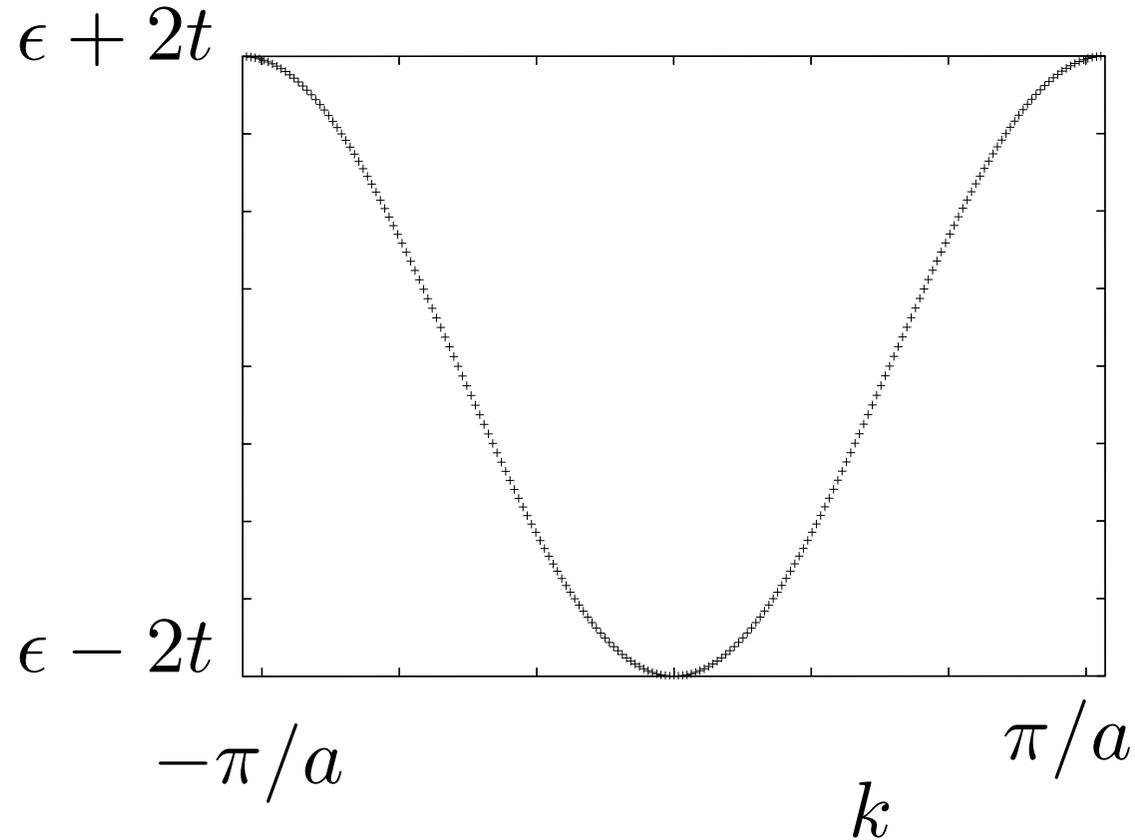
$$|\phi_k\rangle = \sum_n e^{ikan} |\psi_n\rangle$$

$$\epsilon_k = \epsilon - 2t \cos ka$$

$$k = \frac{2\pi p}{N} \frac{1}{a}$$

$$k \in \left[-\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a} \right]$$

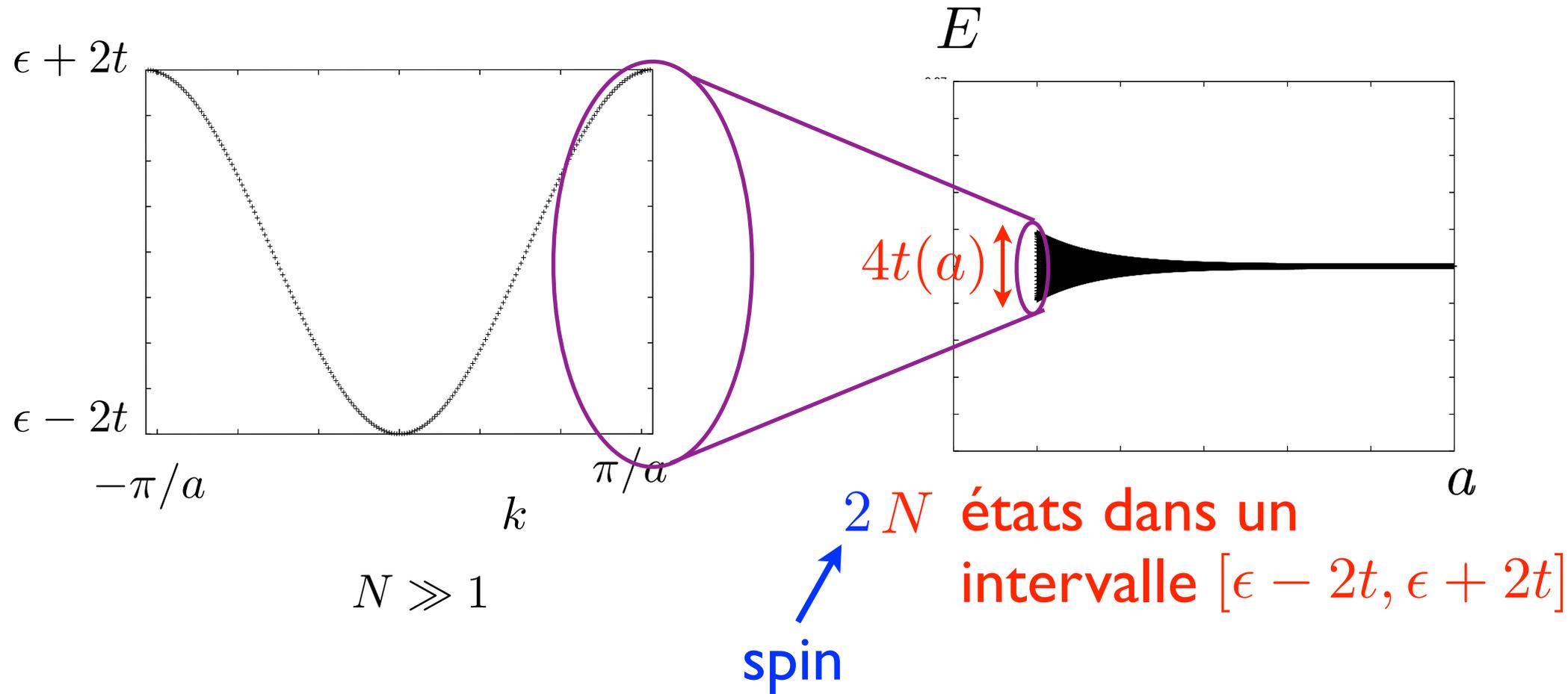
$$N \gg 1$$



Continuum d'états dans la bande d'énergie $[\epsilon - 2t, \epsilon + 2t]$

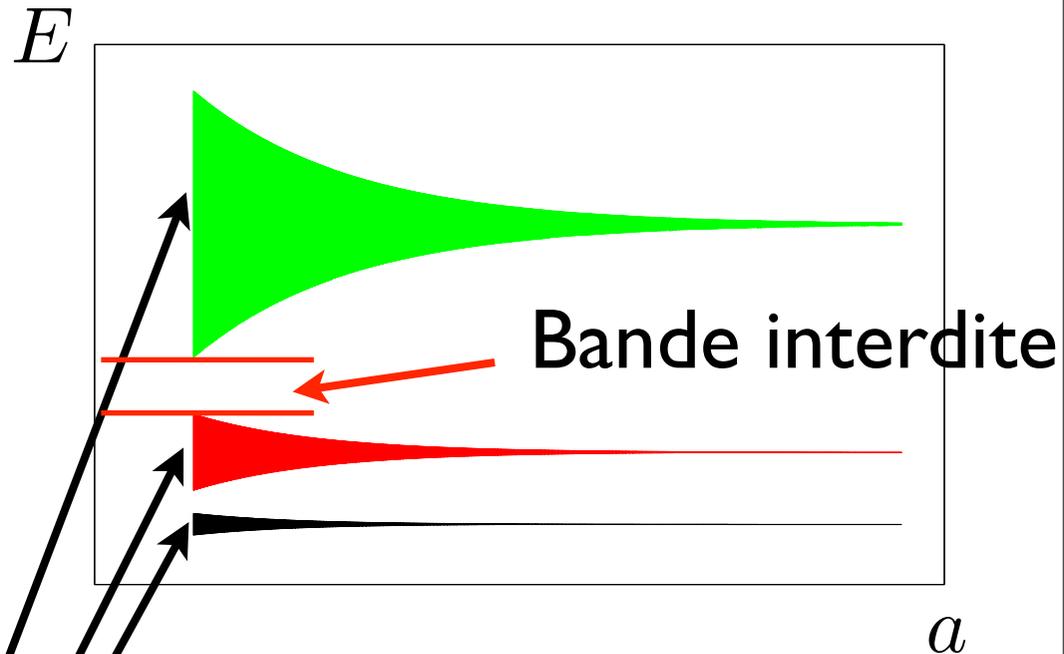
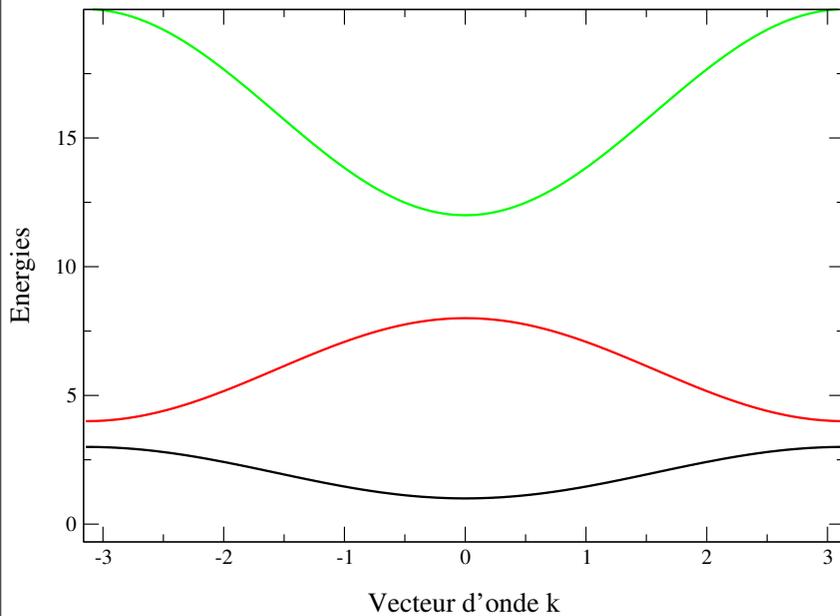
Bande d'énergie dans un cristal, $d=1$

Un électron en une dimension



Continuum d'états dans la bande d'énergie $[\epsilon - 2t, \epsilon + 2t]$

Bandes d'énergie dans un cristal, $d=1$

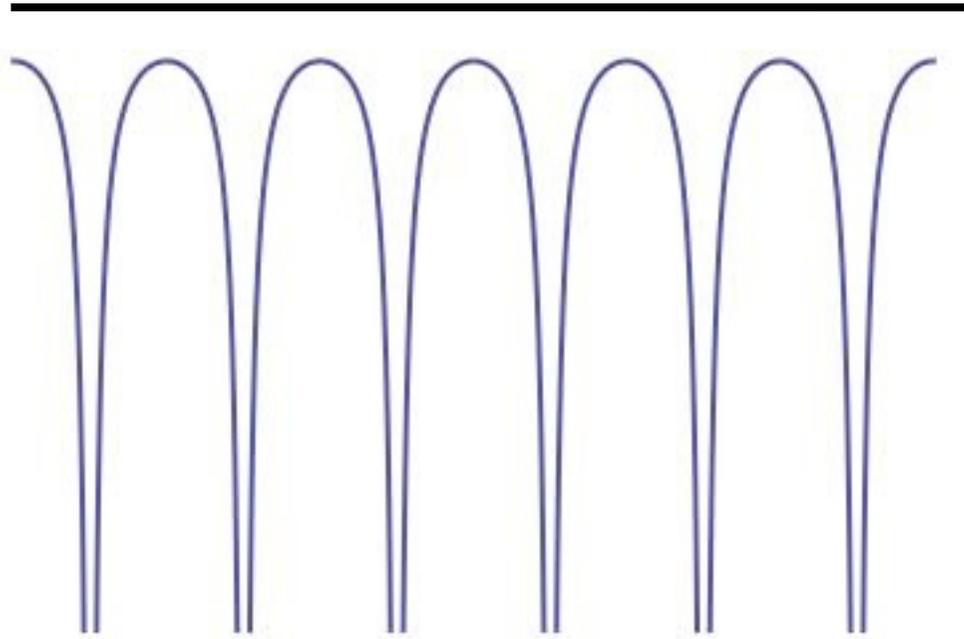


Plusieurs états atomiques

→ Plusieurs bandes

$2N$ états dans
chaque bande

Electron dans un potentiel périodique



Une méthode générale: la méthode des liaisons fortes.

- Double puits
- Une dimension
- Dimension quelconque

Electron dans un potentiel périodique

$$h = \frac{\vec{p}^2}{2m} + \sum_n V(\vec{r} - \vec{R}_n)$$

$$\langle \psi_p | h | \psi_n \rangle \simeq \begin{cases} \epsilon & \text{si } p = n \\ -t & \text{si } p \text{ et } n \text{ sont voisins} \\ 0 & \text{dans les autres cas} \end{cases}$$

Etat lié dans un puits:

$$|\psi_n\rangle \rightarrow \phi(\vec{r} - \vec{R}_n)$$

$$\langle \psi_p | \psi_n \rangle \simeq \delta_{p,n}$$

On cherche un état propre

$$|\phi_{\vec{k}}\rangle = \sum_n e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_n} |\psi_n\rangle$$

$$\langle \psi_p | h | \phi_{\vec{k}} \rangle = \epsilon_{\vec{k}} \langle \psi_p | \phi_{\vec{k}} \rangle = \epsilon_{\vec{k}} e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_p}$$

||

||

$$\sum_n e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_n} \langle \psi_p | h | \psi_n \rangle = \epsilon e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_p} - t \sum_{n(p)} e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_n}$$

Electron dans un potentiel périodique

$$\epsilon_{\vec{k}} = \epsilon - t \sum_{n(p)} e^{i\vec{k} \cdot (\vec{R}_n - \vec{R}_p)}$$

On cherche un état propre

$$|\phi_{\vec{k}}\rangle = \sum_n e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_n} |\psi_n\rangle$$

$$\langle \psi_p | h | \phi_{\vec{k}} \rangle = \epsilon_{\vec{k}} \langle \psi_p | \phi_{\vec{k}} \rangle = \epsilon_{\vec{k}} e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_p}$$

||

||

$$\sum_n e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_n} \langle \psi_p | h | \psi_n \rangle = \epsilon e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_p} - t \sum_{n(p)} e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_n}$$

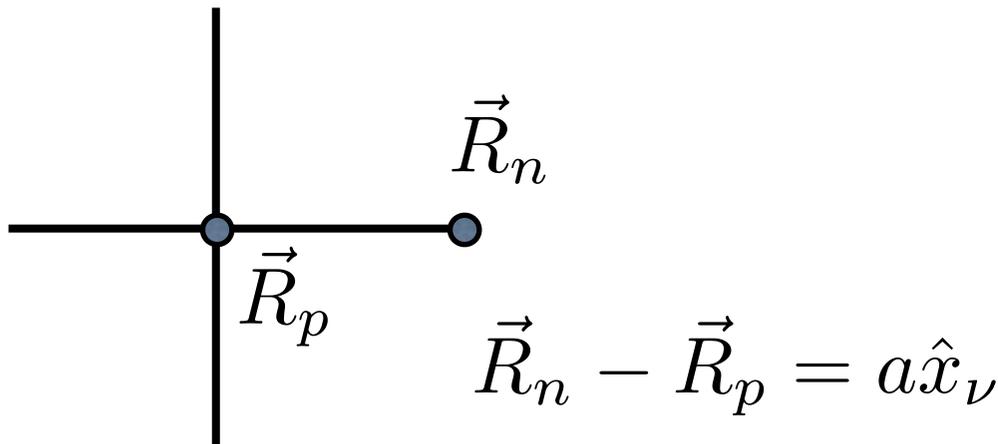
Electron dans un potentiel périodique

Etat propre $|\phi_{\vec{k}}\rangle = \sum_n e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_n} |\psi_n\rangle$

$\hbar\vec{k}$: pseudo-impulsion

$$\epsilon_{\vec{k}} = \epsilon - t \sum_{n(p)} e^{i\vec{k} \cdot (\vec{R}_n - \vec{R}_p)}$$

Réseau cubique, dimension d:

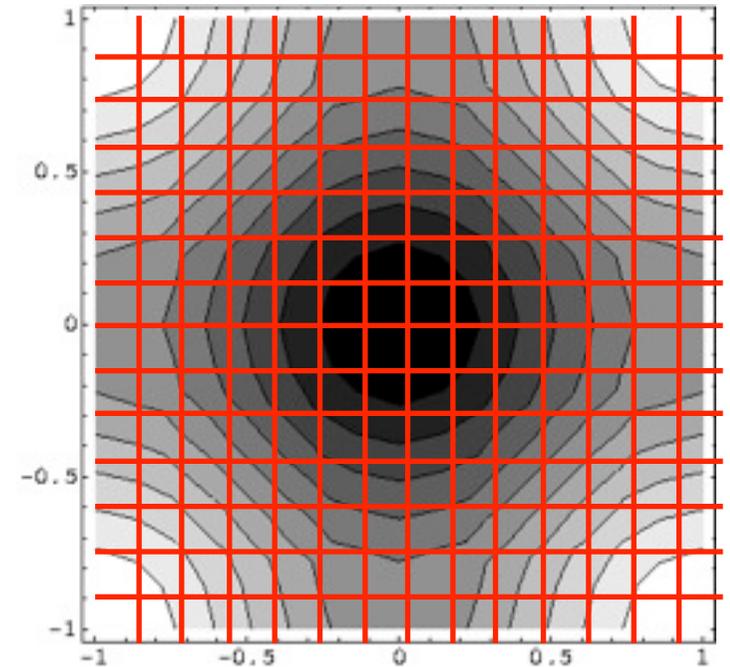
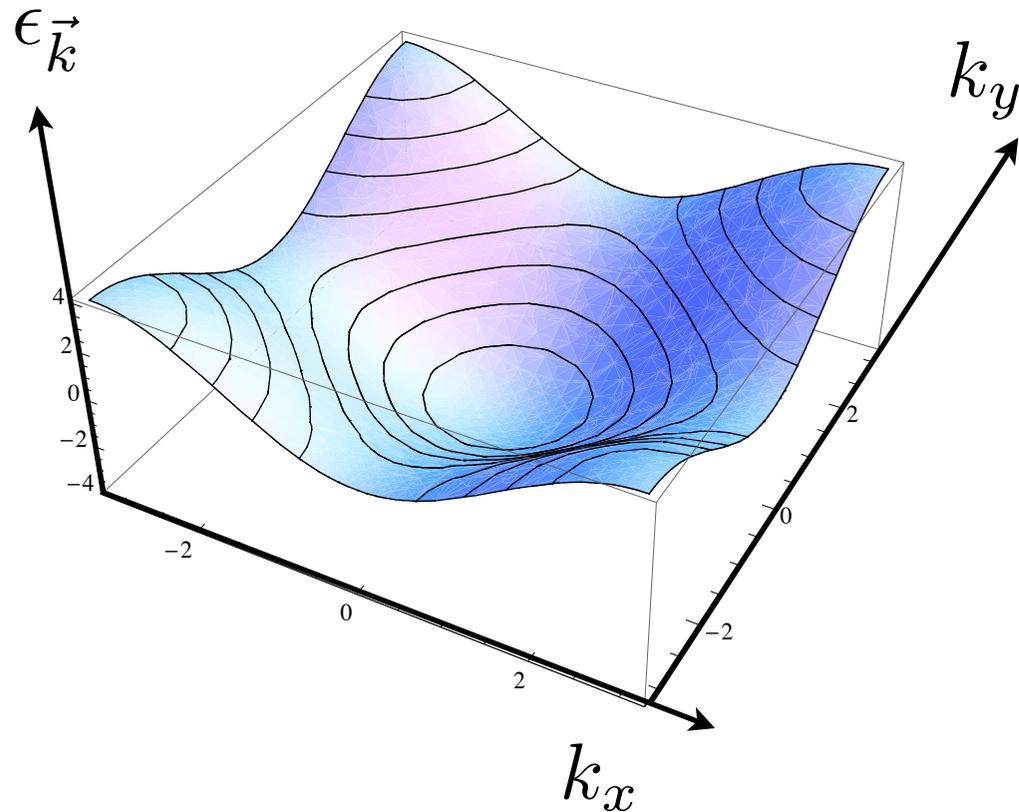


$$\epsilon_{\vec{k}} = \epsilon - 2t \sum_{\nu=1}^d \cos(k_\nu a)$$

Relation de dispersion

Electron sur un réseau carré

$$\epsilon_{\vec{k}} = \epsilon - 2t \sum_{\nu=1}^d \cos(k_{\nu} a)$$



Zone de Brillouin

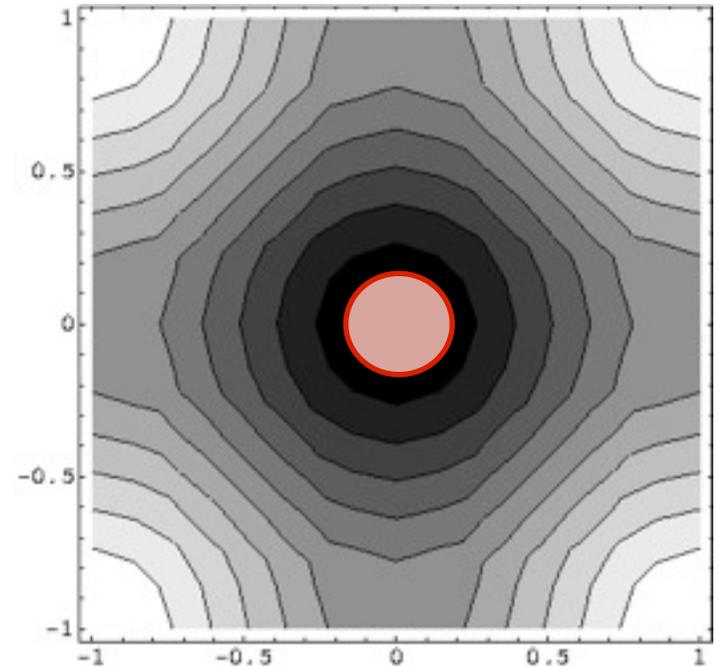
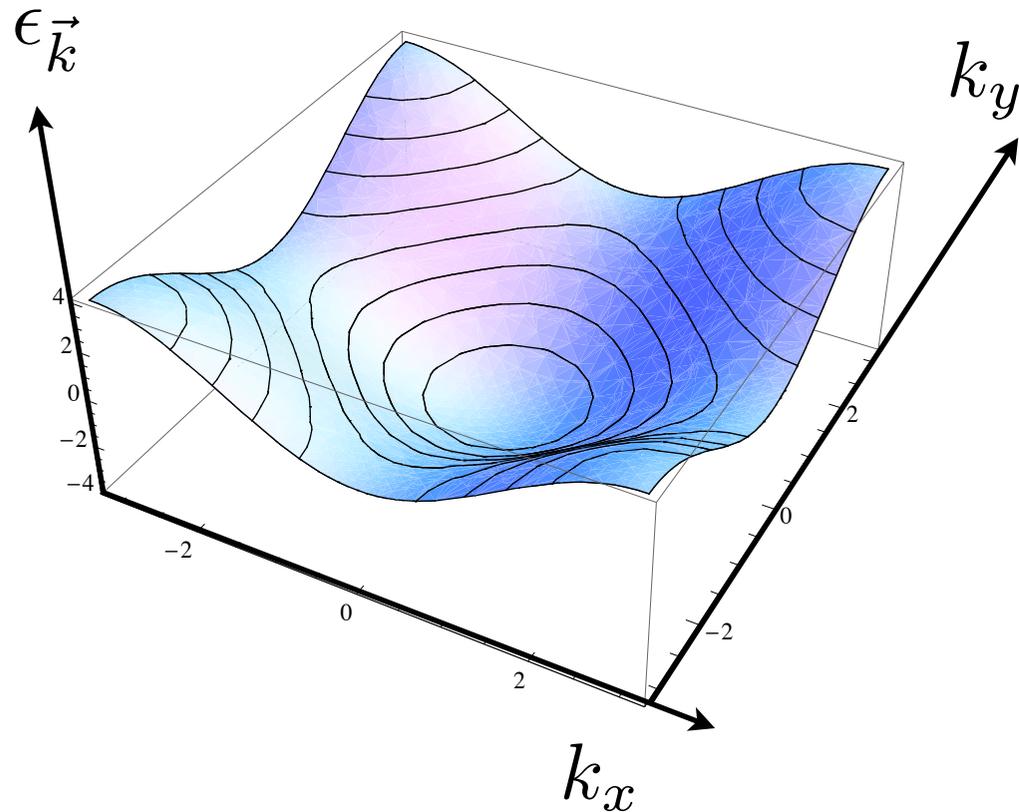
$$k_x, k_y \in [-\pi/a, \pi/a]$$

multiples de $2\pi/L$

$2N$ états dans une bande
d'énergie $[-4t, 4t]$

Electron sur un réseau carré

$$\epsilon_{\vec{k}} = \epsilon - 2t \sum_{\nu=1}^d \cos(k_{\nu} a)$$



$2N$ états

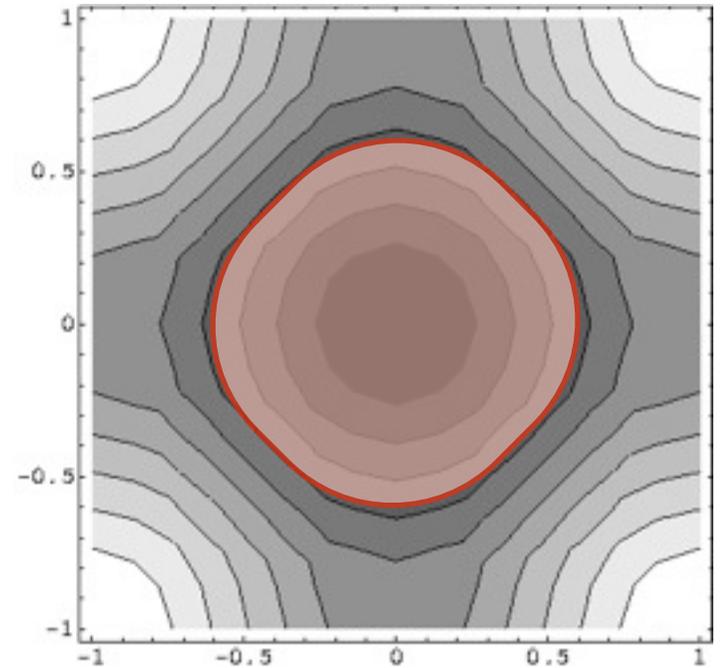
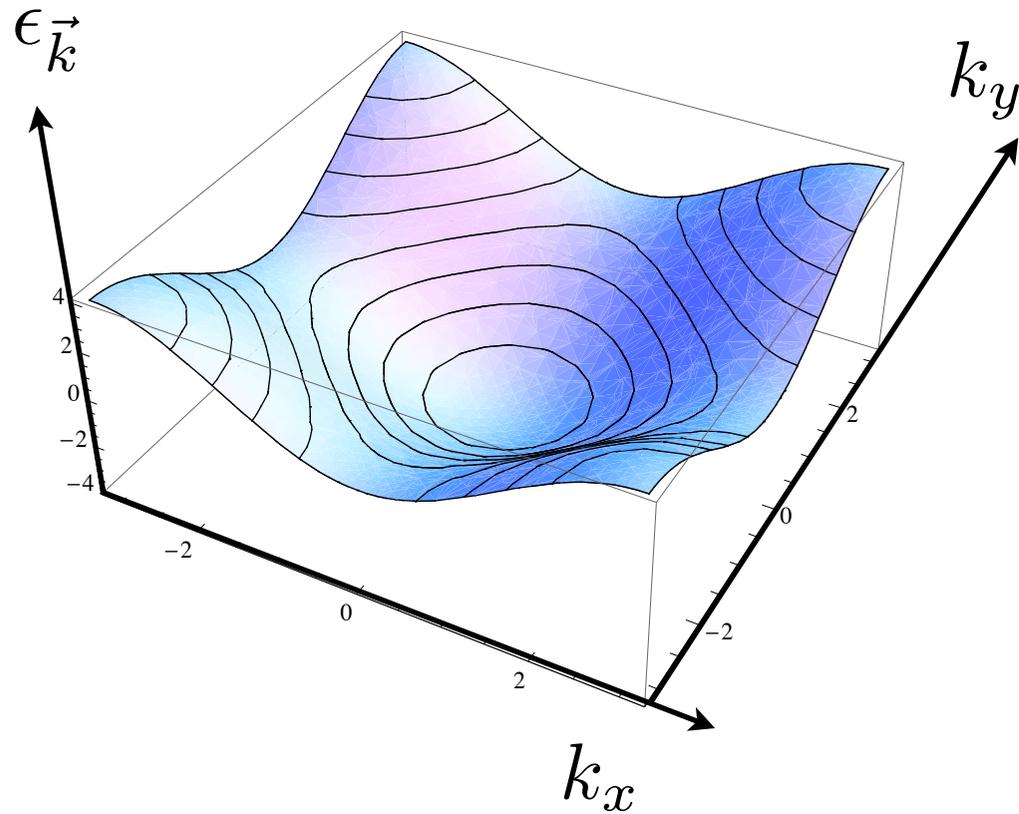
$T = 0$

Etats occupés x petit

xN électrons

Electron sur un réseau carré

$$\epsilon_{\vec{k}} = \epsilon - 2t \sum_{\nu=1}^d \cos(k_{\nu} a)$$



$2N$ états

$T = 0$

xN électrons

$x = 0.8$

Electron sur un réseau carré

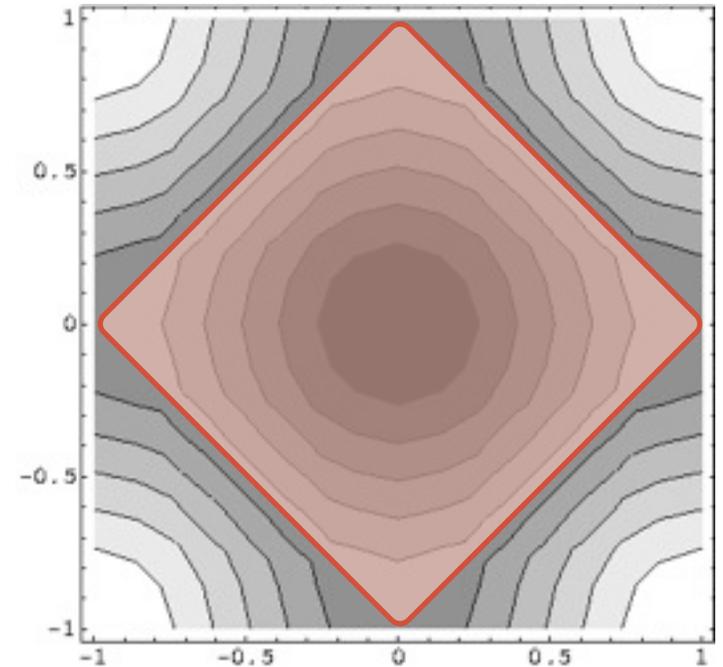
$2N$ états

xN électrons

$$T = 0$$

$$\epsilon_{\vec{k}} = \epsilon - 2t \sum_{\nu=1}^d \cos(k_{\nu} a)$$

Surface de Fermi = carré
tourné de 45° !



$$x = 1$$

Electron sur un réseau carré

$2N$ états

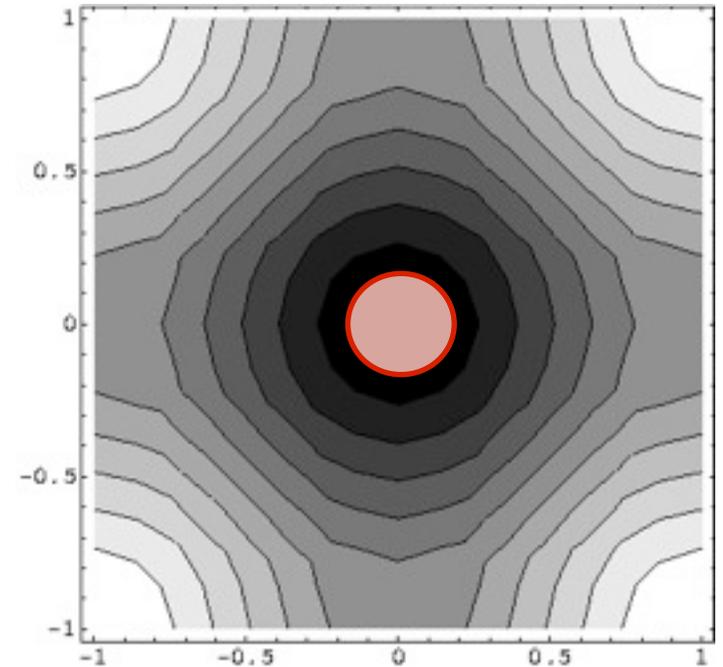
xN électrons

$$T = 0$$

$$\epsilon_{\vec{k}} = \epsilon - 2t \sum_{\nu=1}^d \cos(k_{\nu} a)$$

Surface de Fermi \simeq cercle
(sphère à 3d)

$$\epsilon_k = \epsilon_0 + ta^2 \vec{k}^2 = \epsilon_0 + \frac{\hbar^2}{2m_{eff}} \vec{k}^2$$

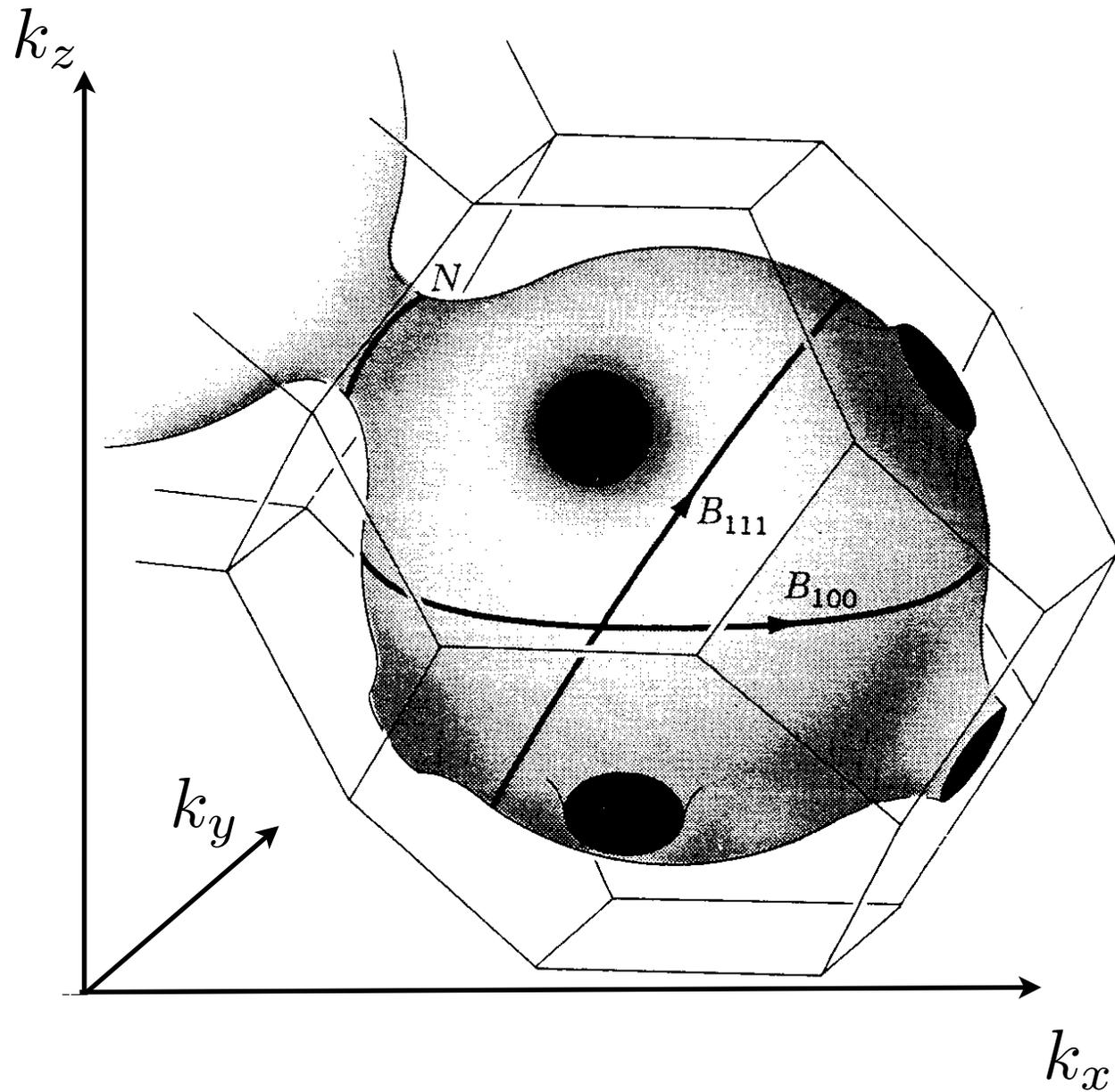


x petit

Comme des électrons libres, avec une masse effective

$$m_{eff} \neq m_e$$

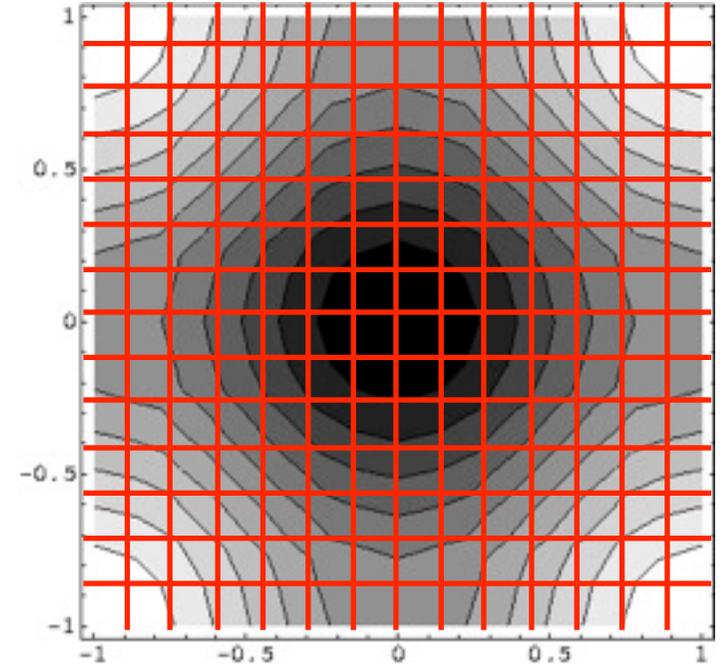
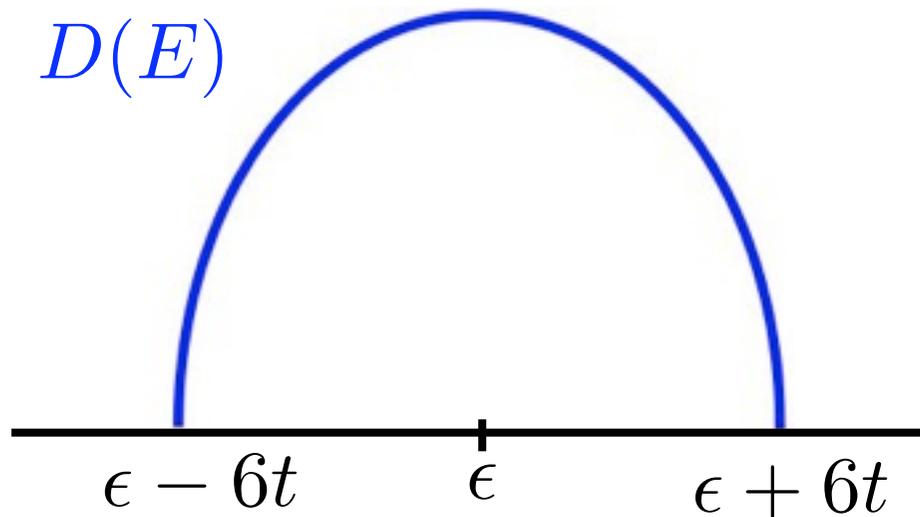
Surface de Fermi du cuivre



Densité d'états

$$D(E)dE = 2 \frac{V}{8\pi^3} \int_{\epsilon_{\vec{k}} \in [E, E+dE]} dk_x dk_y dk_z$$

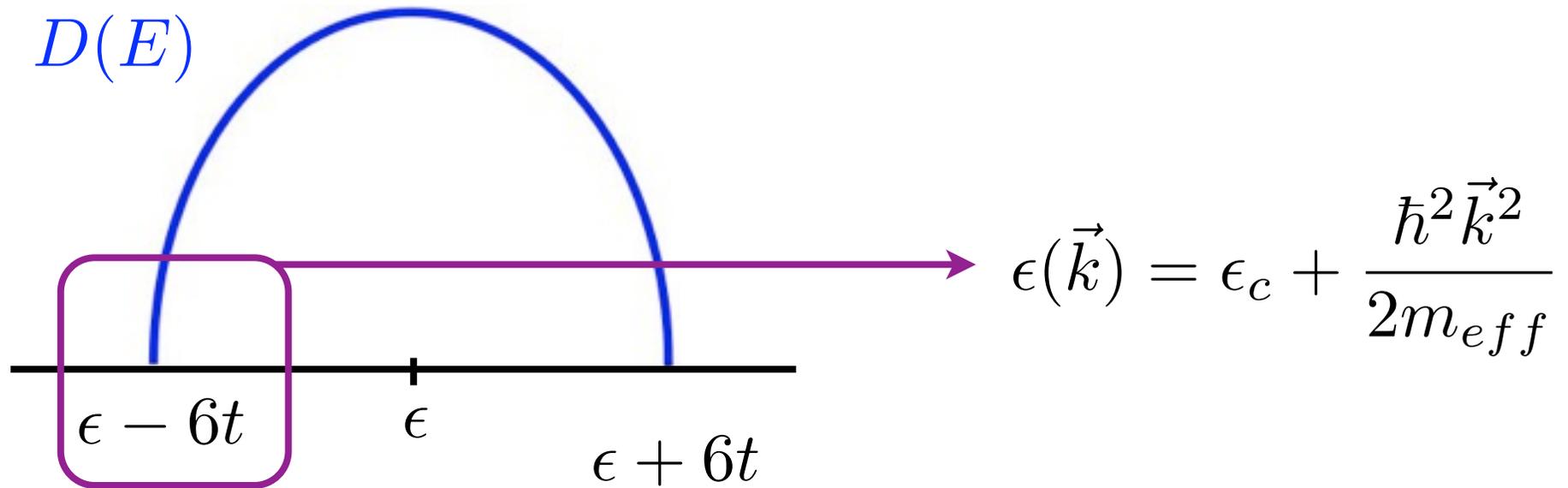
$$d = 3$$



Densité d'états

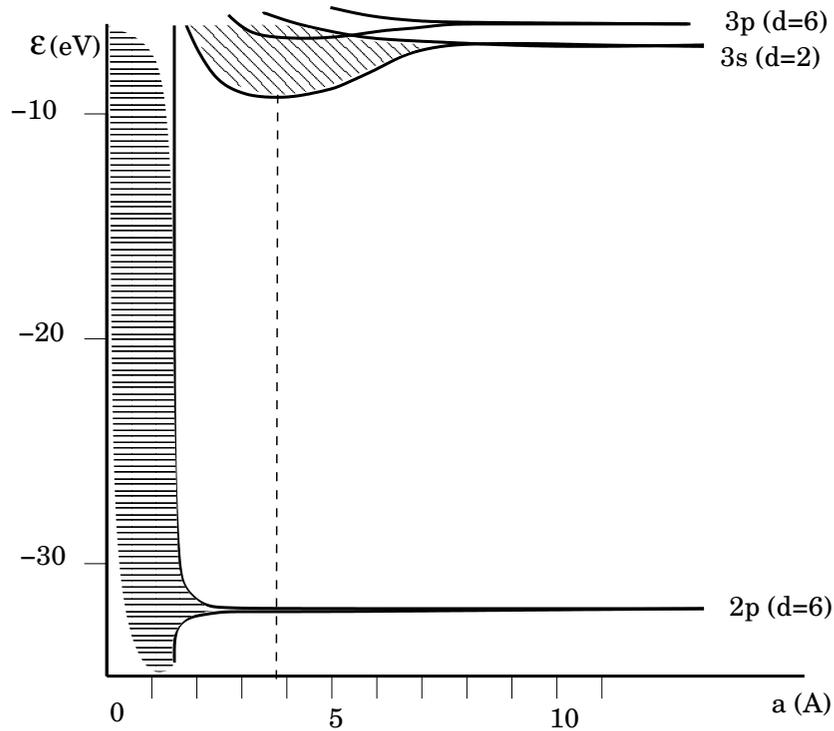
$$D(E)dE = 2 \frac{V}{8\pi^3} \int_{\epsilon_{\vec{k}} \in [E, E+dE]} dk_x dk_y dk_z$$

$$d = 3$$



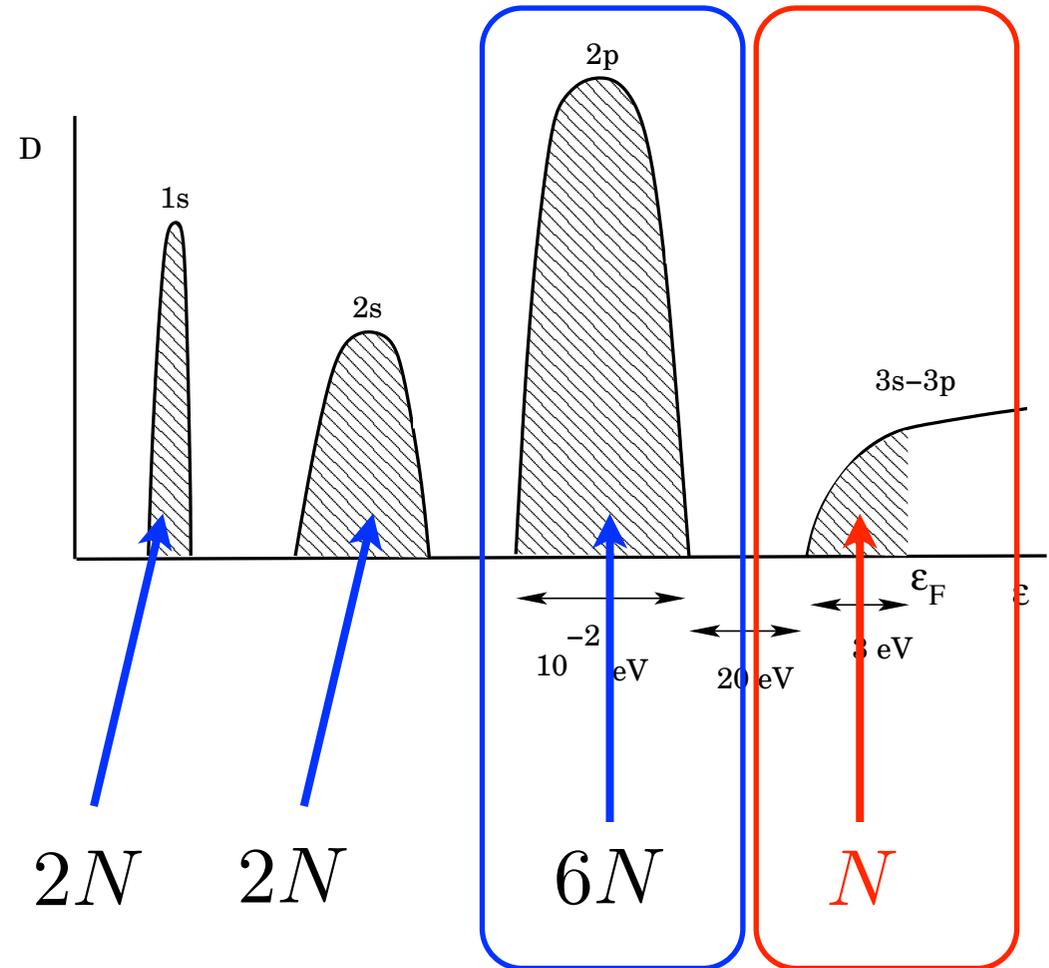
$$D(E) \simeq \frac{2V(2m_{eff})^{3/2}}{4\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E - (\epsilon - 6t)}$$

Bandes d'énergie du Sodium



$11 N$ électrons

$Z = 11$

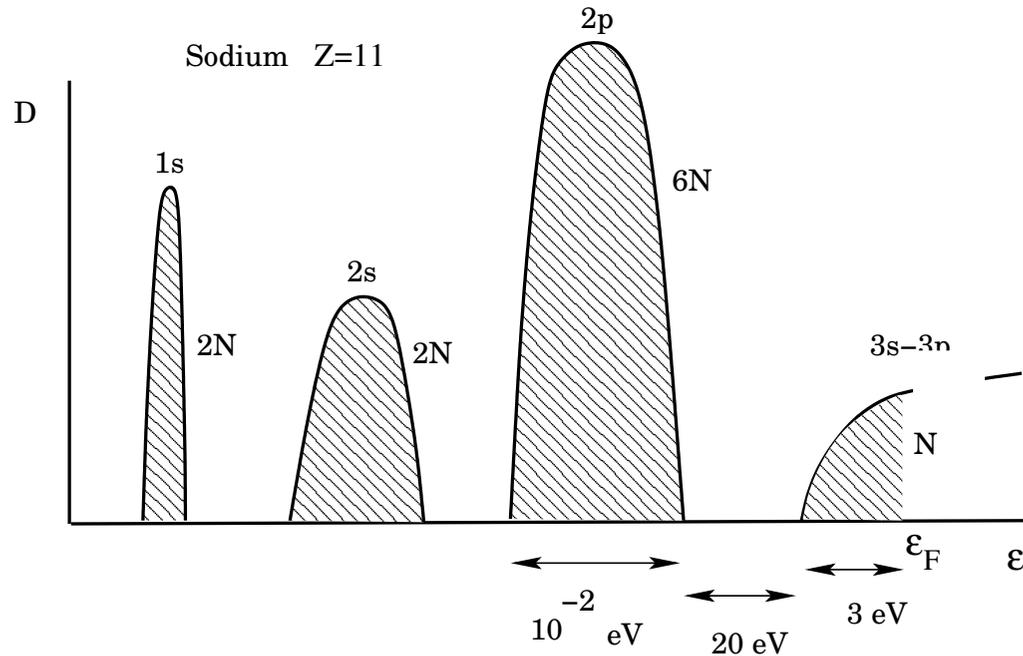


Bande de valence

Bande de conduction

Bandes d'énergie du Sodium

$$Z = 11$$

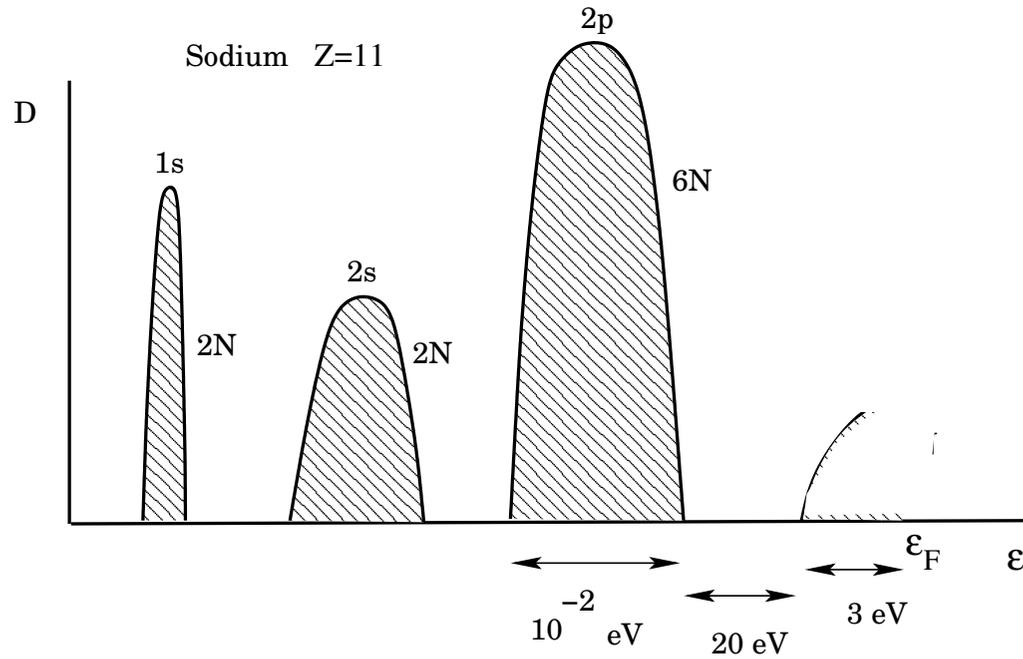


Bas de la bande de conduction: $\epsilon(\vec{k}) = \epsilon_c + \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m_{eff}}$

N fermions libres, masse $m_{eff} \simeq 0.44 m$

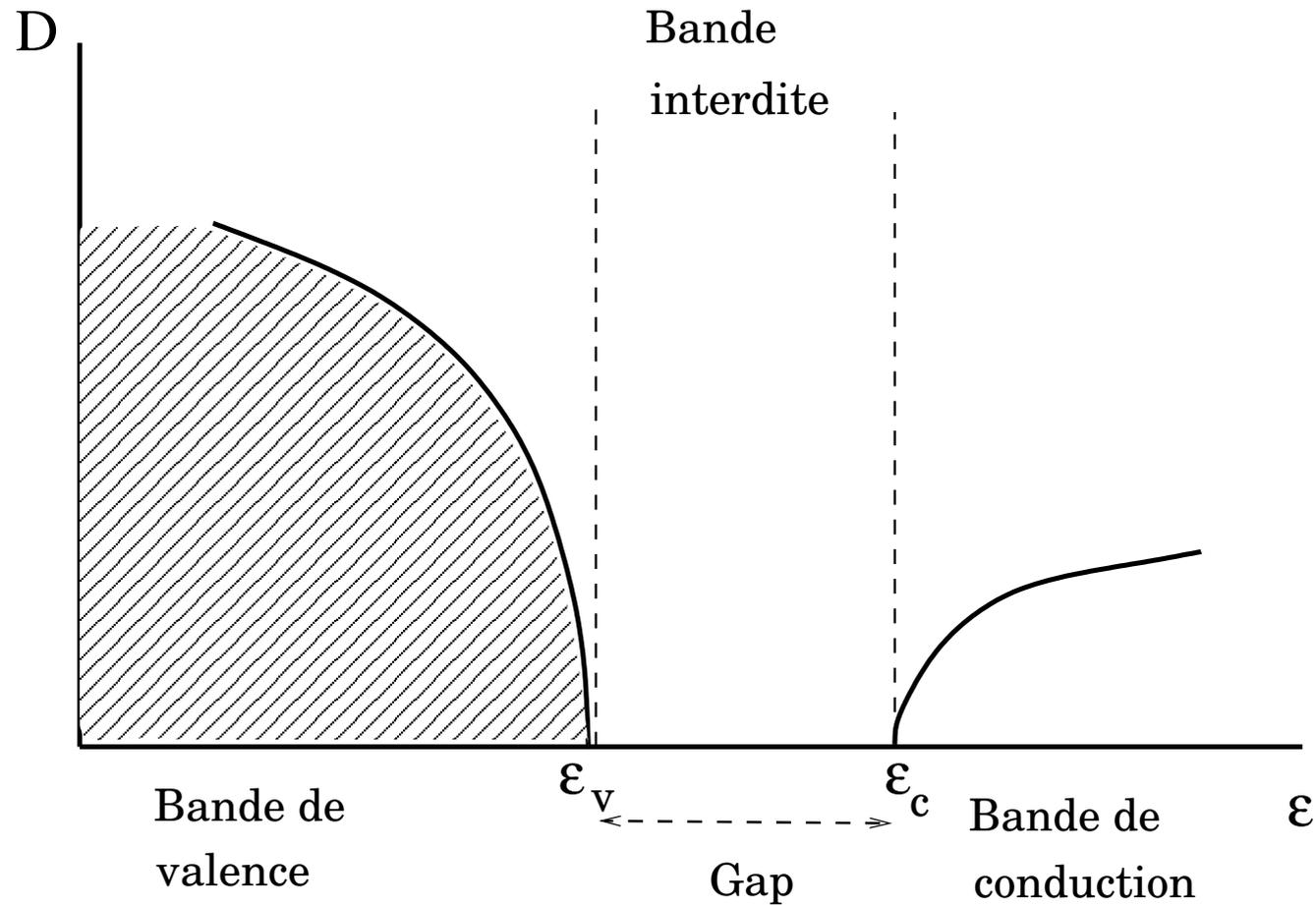
Bandes d'énergie d'un isolant

Néon
 $Z = 10$



Bande de conduction vide

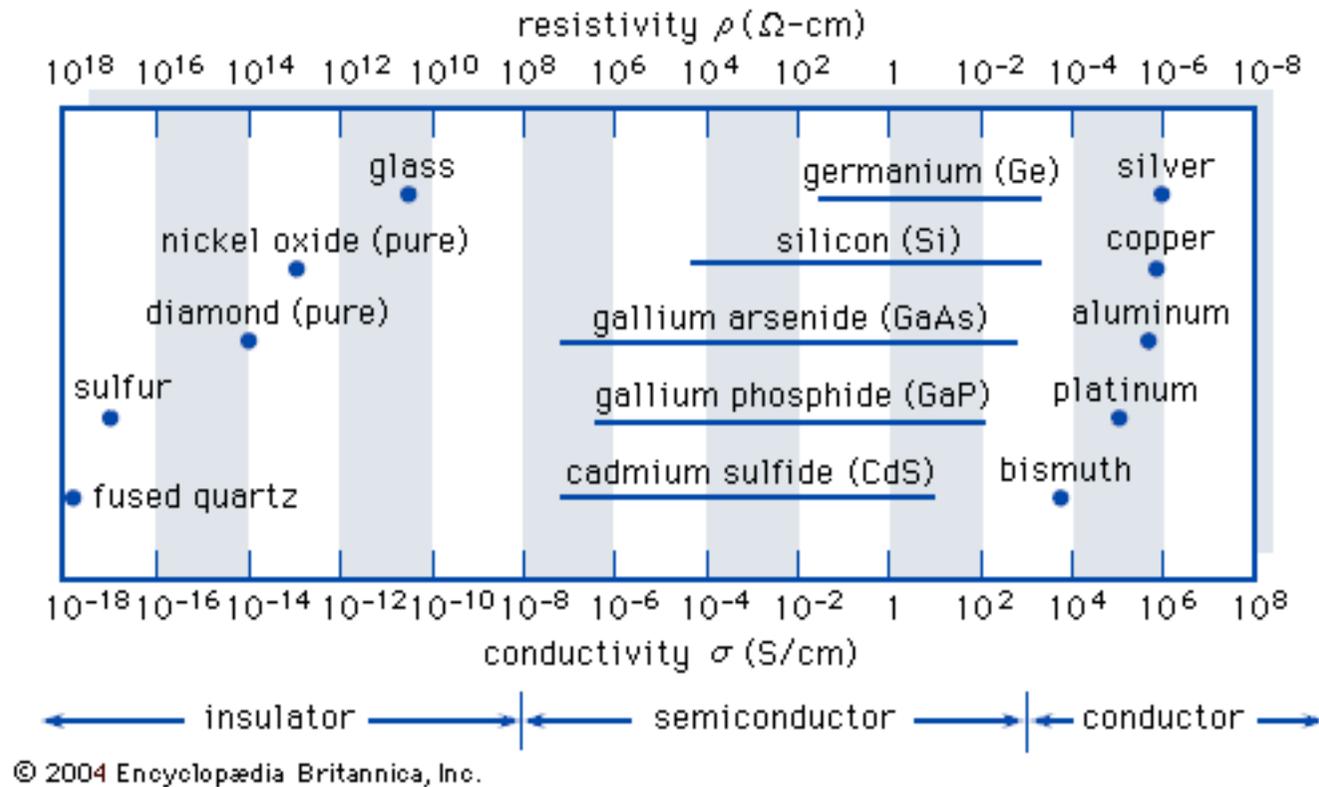
Bandes d'énergie d'un isolant



Néon: gap ~ 20 eV ~ 240000 K

Si le gap est $< \sim 1$ ou 2 eV \longrightarrow "semiconducteur"

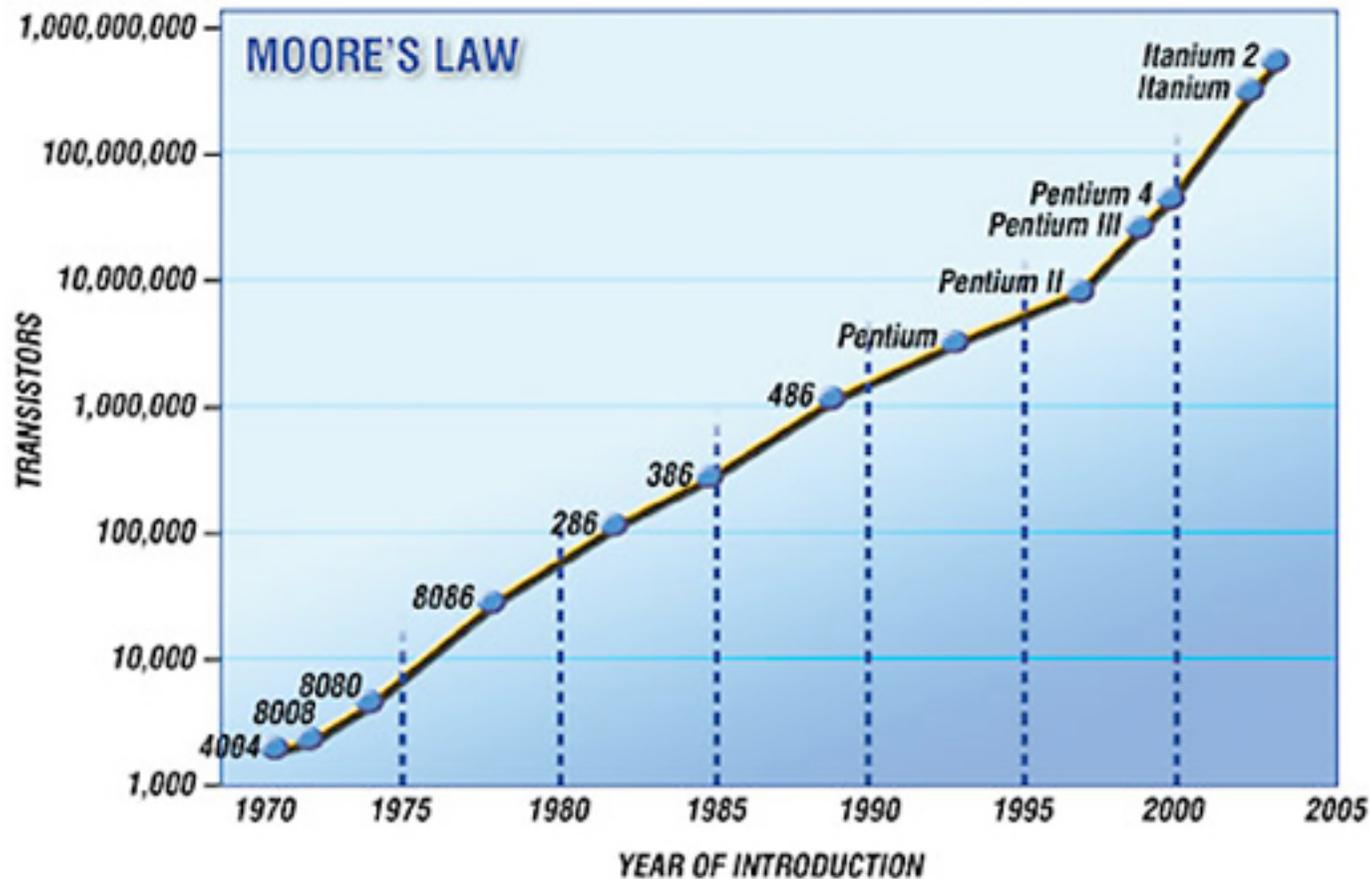
Conductivité des solides



Ge: gap = 0,7 eV

Si: gap = 1,1 eV

Semiconducteurs...



→ Un transistor: même ordre de grandeur de prix qu'un grain de blé (4 mg)

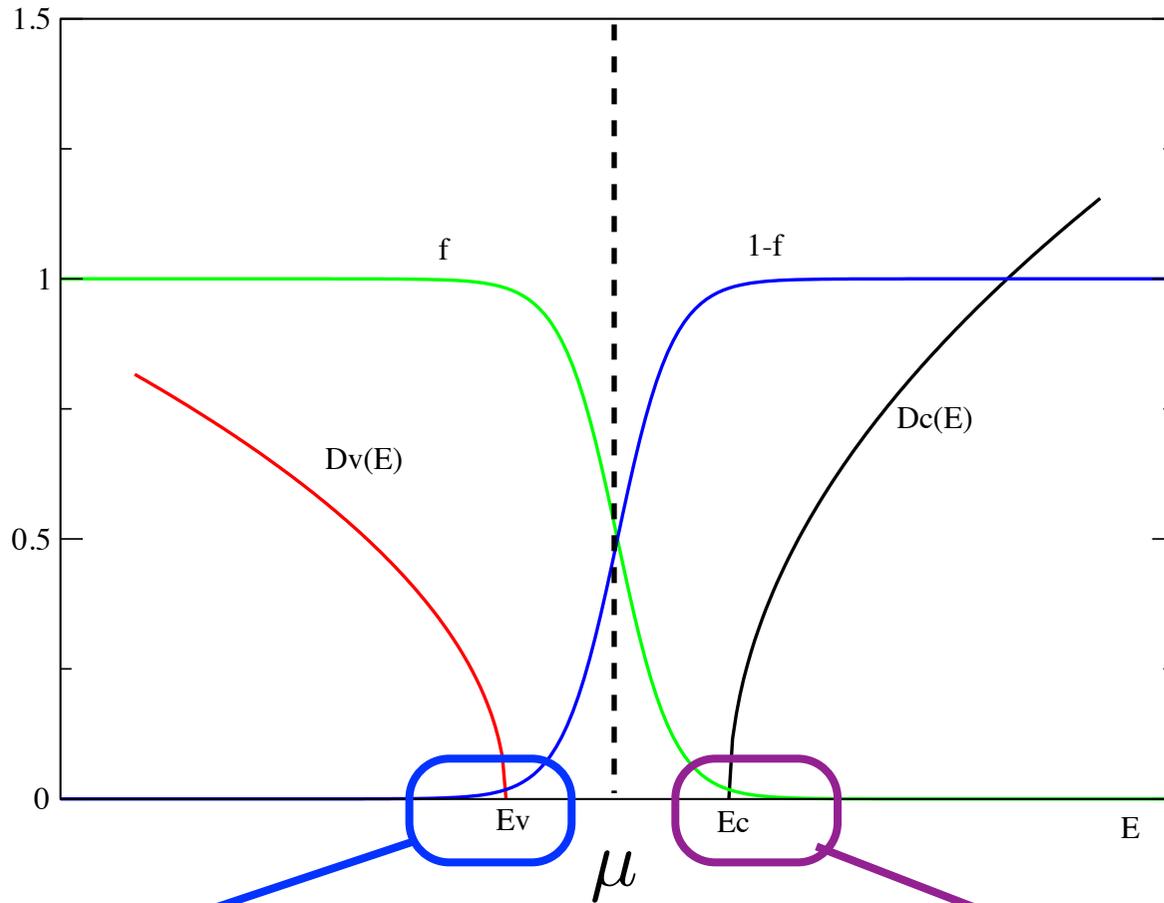


Densité de porteurs d'un semiconducteur

$$\text{Gap } E_g = E_c - E_v$$

Hyp:

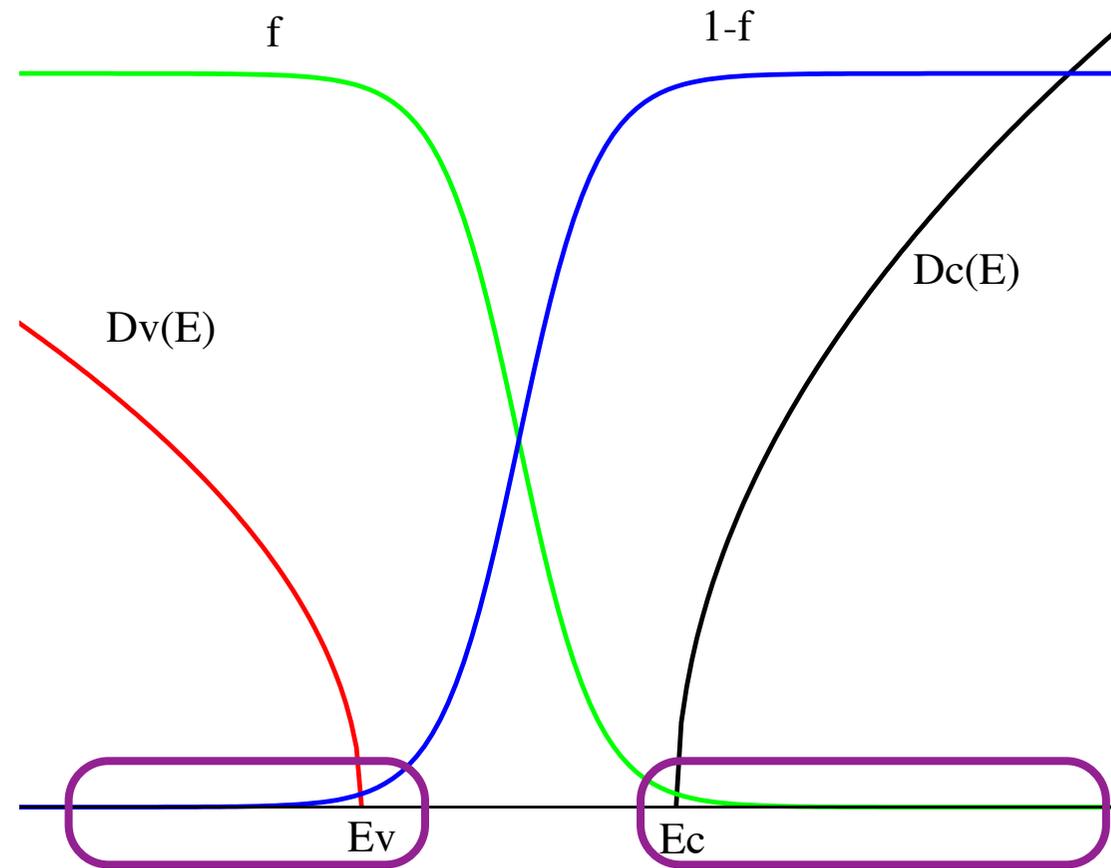
μ proche du milieu du gap



$p(T)$: nb de trous dans la bande de valence

$n(T)$: nb d'électrons dans la bande de conduction

Densité de porteurs d'un semiconducteur



$$p(T) = \int_{-\infty}^{\epsilon_c} d\epsilon (1 - f(\epsilon)) D_v(\epsilon) \quad n(T) = \int_{\epsilon_c}^{\infty} d\epsilon f(\epsilon) D_c(\epsilon)$$

Nombre d'électrons dans la bande de conduction

$$n(T) = \int_{\epsilon_c}^{\infty} d\epsilon f(\epsilon) D_c(\epsilon) = \int_{\epsilon_c}^{\infty} d\epsilon \frac{1}{1 + e^{\beta(\epsilon - \mu)}} D_c(\epsilon)$$

Hypothèse: $\mu \simeq \frac{\epsilon_v + \epsilon_c}{2}$, $\epsilon_c - \mu \gg kT$

$$n(T) \simeq \int_{\epsilon_c}^{\infty} d\epsilon e^{-\beta(\epsilon - \mu)} D_c(\epsilon)$$

Approx. $D_c(\epsilon) \simeq 2V \frac{(2m_c)^{3/2}}{4\pi^2 \hbar^3} \sqrt{\epsilon - \epsilon_c}$

$$n(T) \simeq \frac{V}{4} \left(\frac{2m_c kT}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\beta(\epsilon_c - \mu)}$$

Ordre gdeur

$$e^{-\beta E_g / 2}$$

Nombre de trous dans la bande de valence

$$p(T) \simeq \int_{-\infty}^{\epsilon_v} d\epsilon [1 - f(\epsilon)] D_v(\epsilon) = \int_{-\infty}^{\epsilon_v} d\epsilon \frac{1}{1 + e^{-\beta(\epsilon - \mu)}} D_v(\epsilon)$$

Hypothèse: $\mu \simeq \frac{\epsilon_v + \epsilon_c}{2}$, $\mu - \epsilon_v \gg kT$

$$p(T) = \int_{-\infty}^{\epsilon_v} d\epsilon e^{\beta(\epsilon - \mu)} D_v(\epsilon)$$

Approx. $D_v(\epsilon) \simeq 2V \frac{(2m_v)^{3/2}}{4\pi^2 \hbar^3} \sqrt{\epsilon - \epsilon_c}$

$$p(T) \simeq \frac{V}{4} \left(\frac{2m_v kT}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\beta(\mu - \epsilon_v)}$$

Ordre gdeur

$$e^{-\beta E_g / 2}$$

Nombre de porteurs

$$n(T) \simeq \frac{V}{4} \left(\frac{2m_c kT}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\beta(\epsilon_c - \mu)}$$

électrons

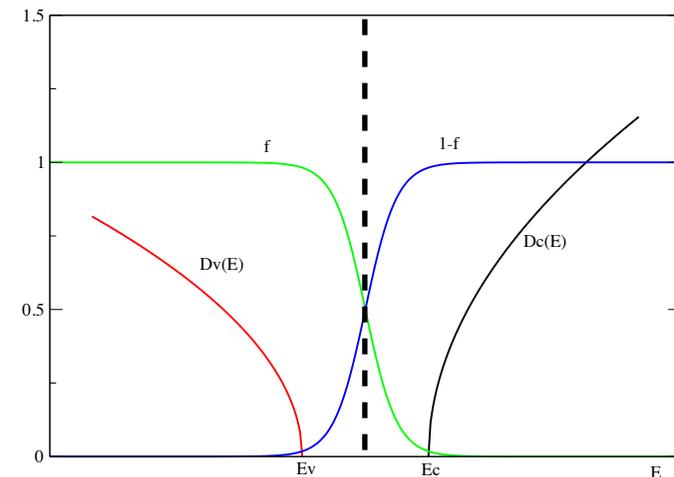
$$p(T) \simeq \frac{V}{4} \left(\frac{2m_v kT}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\beta(\mu - \epsilon_v)}$$

trous

$$n(T) = p(T)$$

$$\longrightarrow \mu = \frac{\epsilon_v + \epsilon_c}{2} + \frac{3}{4} kT \log \frac{m_v}{m_c}$$

Confirme l'hypothèse de $\mu \simeq \frac{\epsilon_v + \epsilon_c}{2}$



Nombre de porteurs

$$n(T) = p(T) \simeq \frac{V}{4} \left(\frac{2\sqrt{m_c m_v} kT}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\beta E_g/2}$$

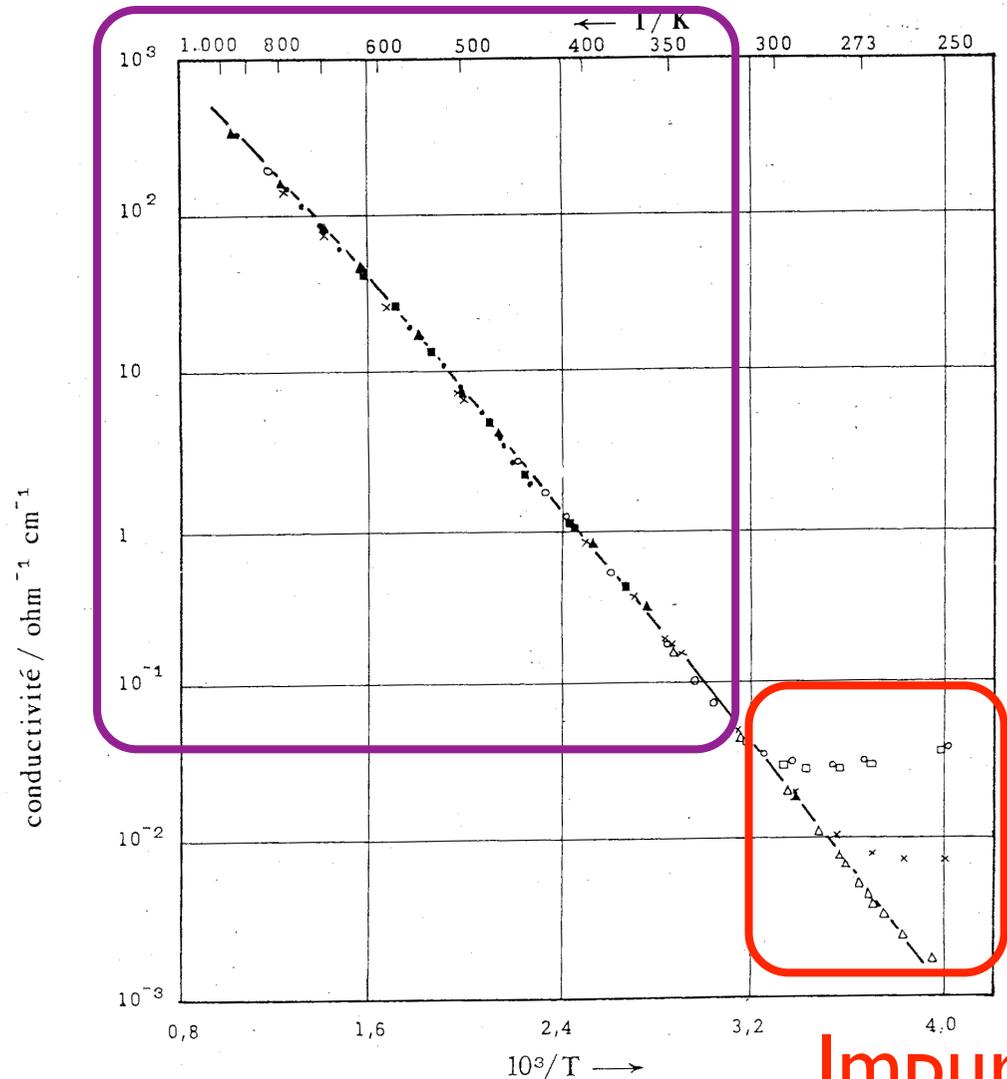
Conductivité
proportionnelle à

$$T^{3/2} e^{-E_g/(2kT)}$$

Germanium

pente $\rightarrow E_g = 0.7$

Application: thermistors



Nombre de porteurs

$$n(T) = p(T) \simeq \frac{V}{4} \left(\frac{2\sqrt{m_c m_v} kT}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\beta E_g/2}$$

Exemple Si:

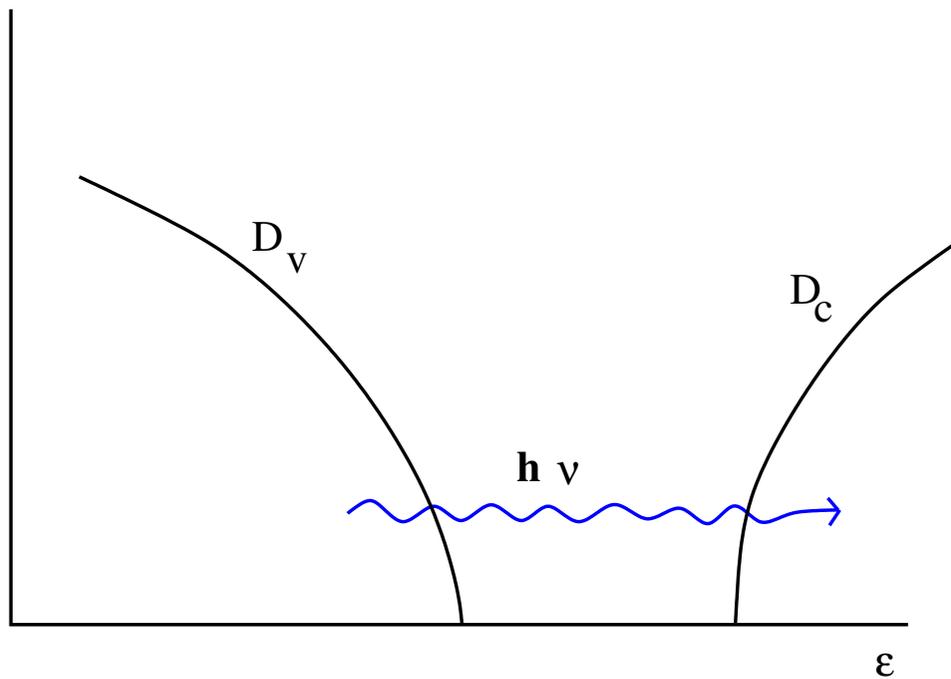
$$\begin{array}{l} T = 300 \text{ K} \\ m_c = m_v = \frac{m}{10} \\ E_g = 1.1 \text{ eV} \end{array} \left| \begin{array}{l} \longrightarrow \\ \longrightarrow \\ \longrightarrow \end{array} \right. \frac{n}{V} = \frac{p}{V} \sim 10^{16} \text{ m}^{-3}$$

Atomes $\sim 10^{29} \text{ m}^{-3}$

Ionisation effective $\sim 10^{-13}$ \longrightarrow

Même une faible fraction d'impuretés change complètement le nombre de porteurs

Absorption optique d'un semiconducteur

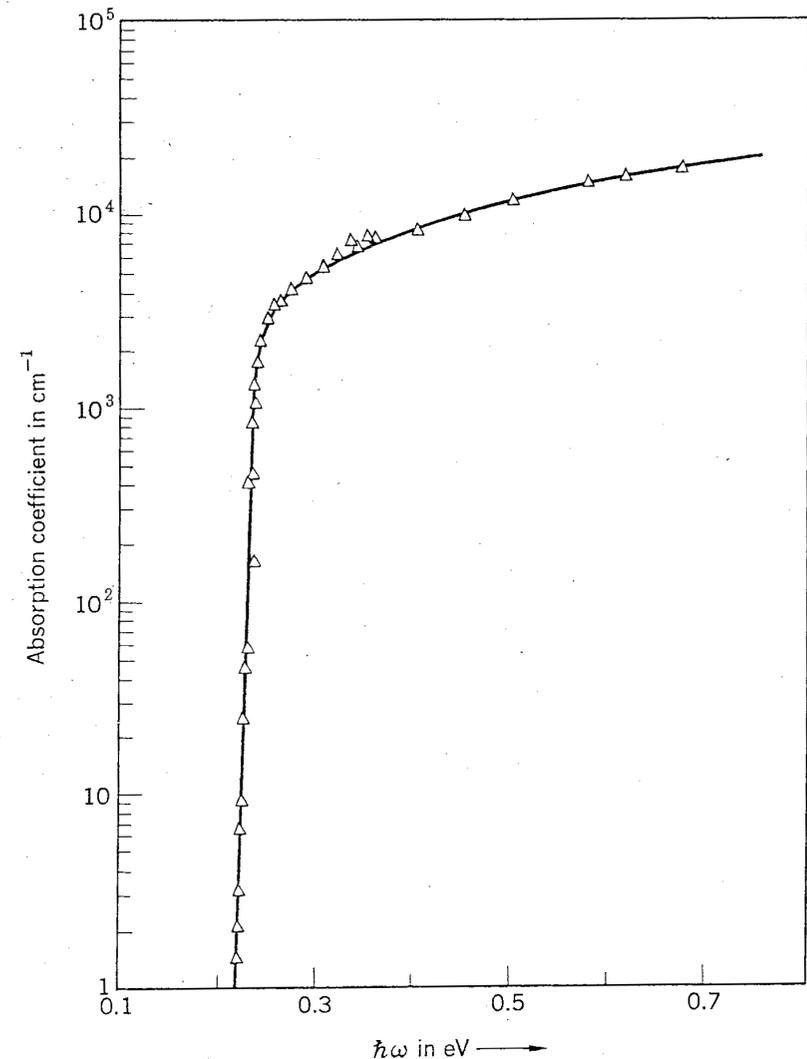


Absorption pour $h\nu > E_g$

Effet photovoltaïque

Optoélectronique

→ Majeures



Antimoniure d'Indium
(InSb) $E_g = 0.2 \text{ eV}$

$\lambda = 6 \mu\text{m}$

Semiconducteurs

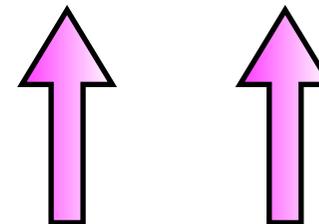
IV: Si, Ge

Periodic Table of the Elements

1 H																	2 He
3 Li	4 Be											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne
11 Na	12 Mg											13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe
55 Cs	56 Ba	57 La	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn
87 Fr	88 Ra	89 Ac	104 Unq	105 Unp	106 Unh	107 Uns	108 Uno	109 Une	110 Unn								

Legend:

- hydrogen (black)
- alkali metals (yellow)
- alkali earth metals (red)
- transition metals (purple)
- poor metals (green)
- nonmetals (blue)
- noble gases (pink)
- rare earth metals (teal)



III-V: GaAs, InSb

Semiconducteurs

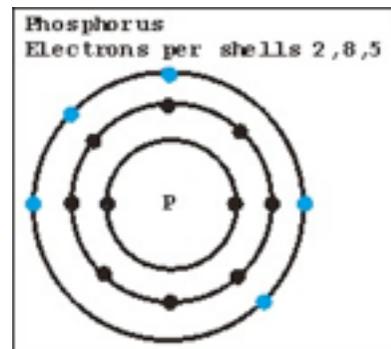
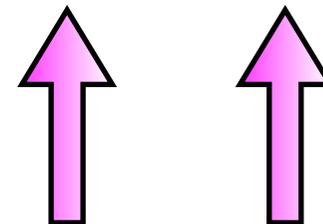
IV: Si, Ge

Periodic Table of the Elements

1 H																	2 He
3 Li	4 Be											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne
11 Na	12 Mg											13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe
55 Cs	56 Ba	57 La	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn
87 Fr	88 Ra	89 Ac	104 Unq	105 Unp	106 Unh	107 Uns	108 Uno	109 Une	110 Unn								

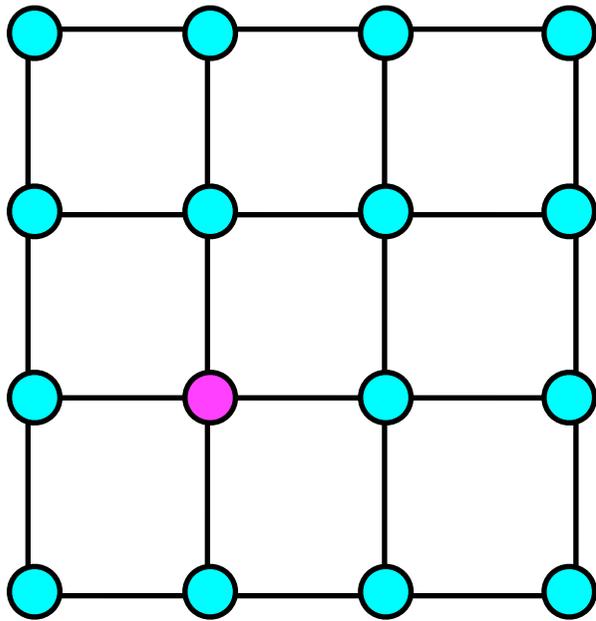
Legend:

- hydrogen
- alkali metals
- alkali earth metals
- transition metals
- poor metals
- nonmetals
- noble gases
- rare earth metals



III-V: GaAs, InSb

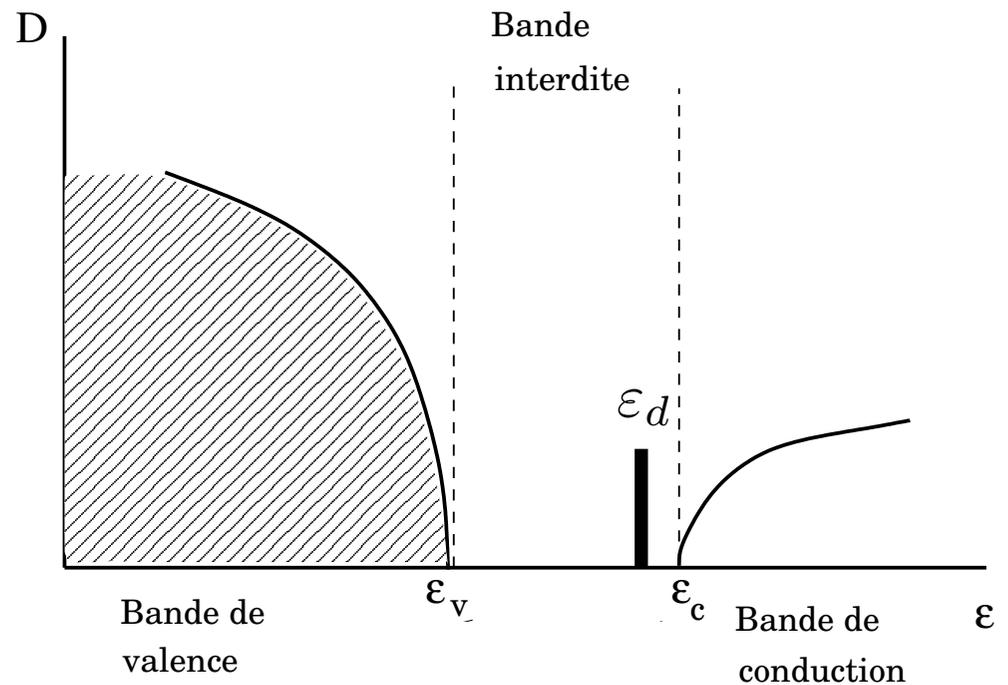
Dopage "n": impuretés donneuses



● : Si

● : P

P : Un électron supplémentaire.
Etat très faiblement lié autour
de l'ion P (rayon $\simeq 50 a_0$)



$$\epsilon_c - \epsilon_d \simeq 45 \text{ meV}$$

$$\epsilon_c - \epsilon_v \simeq 1.1 \text{ eV}$$

$$300 \text{ K} = 1/40 \text{ eV}$$

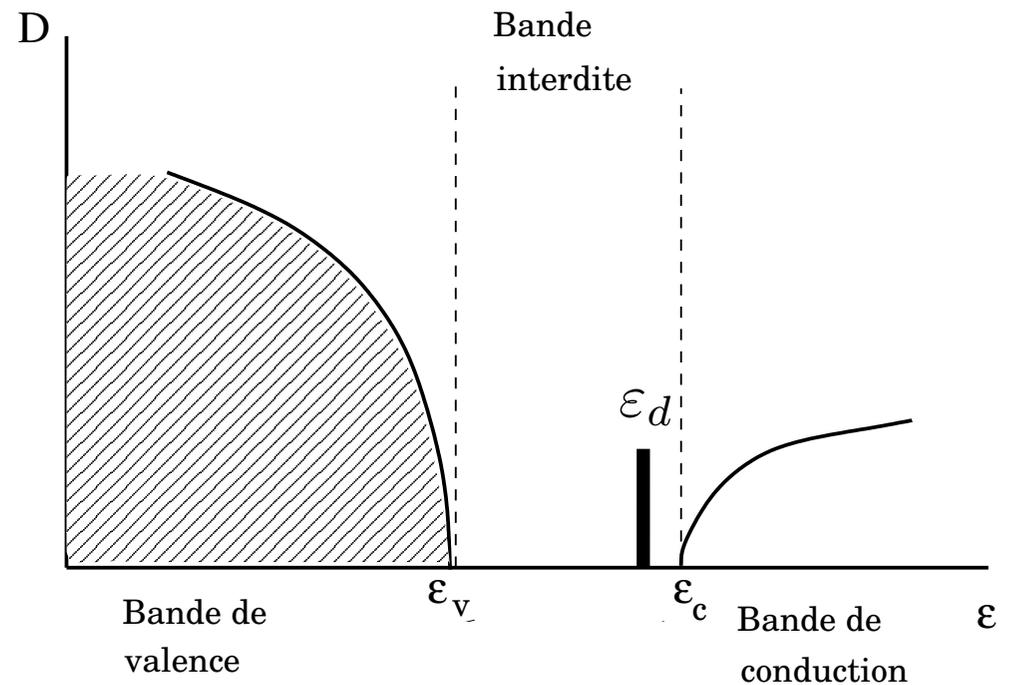
Dopage “n”: impuretés donneuses

N_d impuretés. Pour $\epsilon_c - \epsilon_d \ll kT \ll \epsilon_c - \epsilon_v$

$$n(T) \simeq N_d$$

$$p(T) \ll n(T)$$

électrons en excès,
contrôlé par le taux
d'impuretés.
Matériau dopé n



$$\epsilon_c - \epsilon_d \simeq 45 \text{ meV}$$

$$\epsilon_c - \epsilon_v \simeq 1.1 \text{ eV}$$

$$300 \text{ K} = 1/40 \text{ eV}$$

Dopage "p": impuretés acceptrices

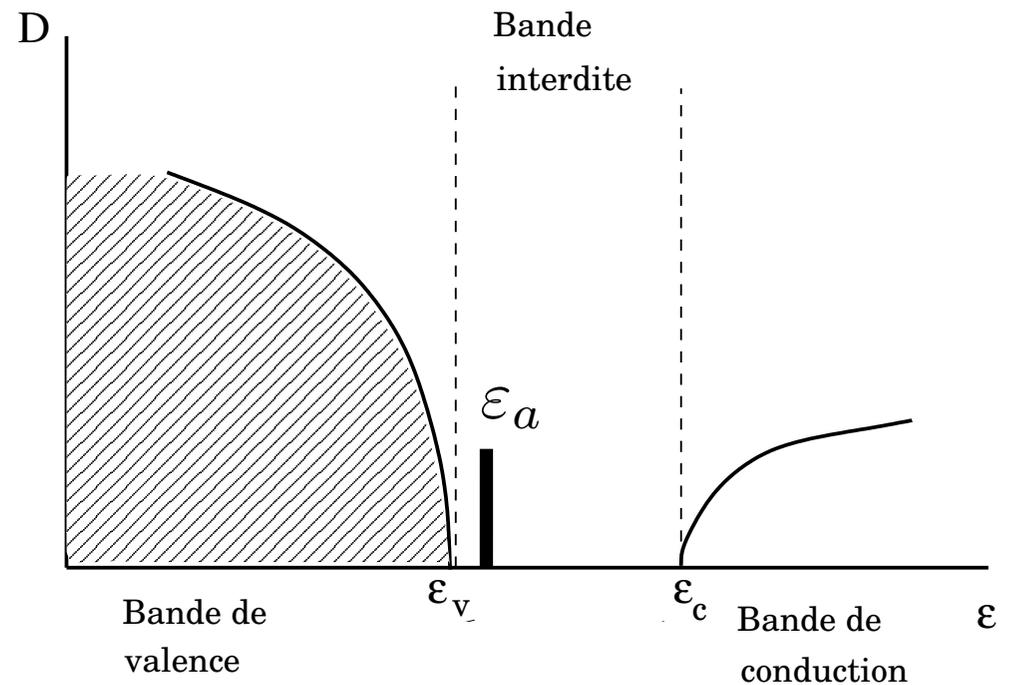
N_d impuretés.

$$p(T) \simeq N_a$$

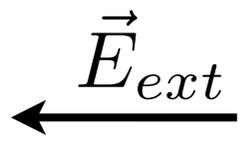
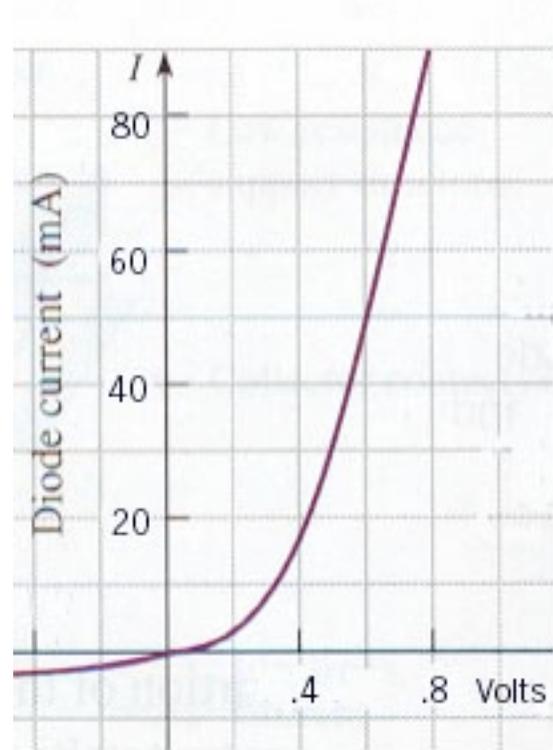
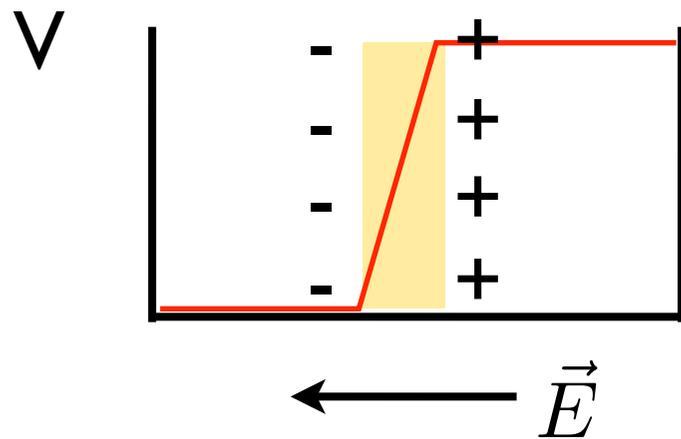
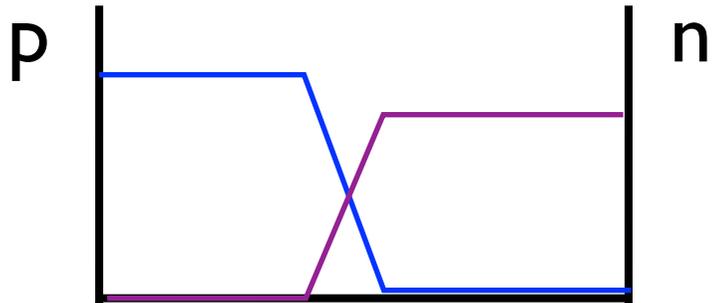
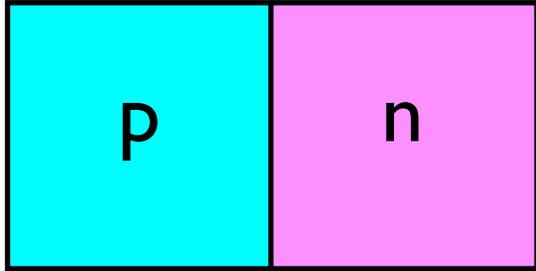
$$n(T) \ll p(T)$$

trous en excès,
contrôlé par le taux
d'impuretés.
Matériau dopé p

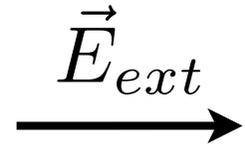
Bore (III) dans Silicium (IV):
déficit local d'un électron. Un
électron de la bande de valence
peut venir en état lié autour de
l'ion B



Junction p-n

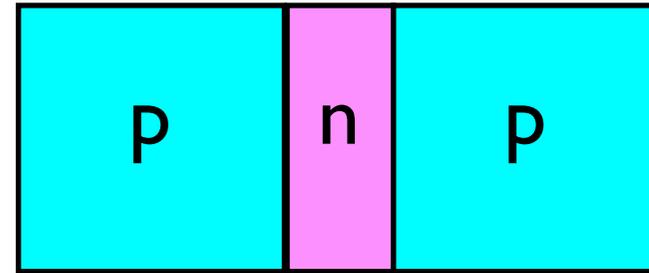
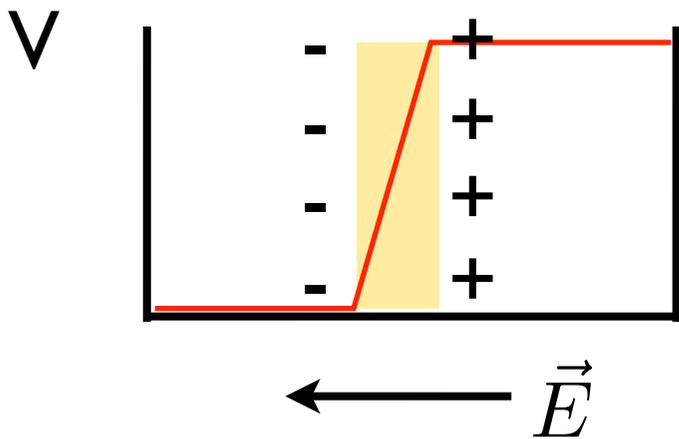
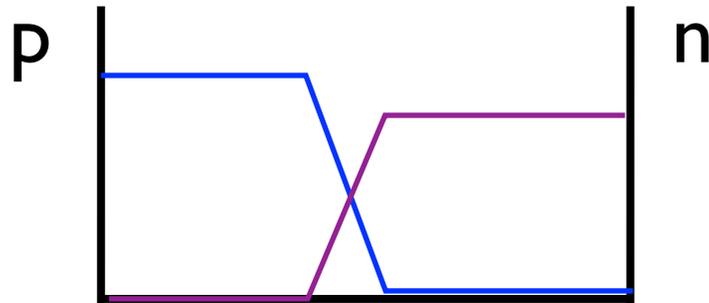
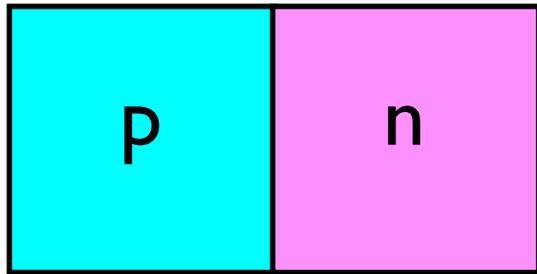


amplifie δV
aucun courant



diminue δV
courant

p-n-p: transistor



Emetteur Base Collecteur

Courant émetteur-collecteur
contrôlé par la tension
émetteur-base...

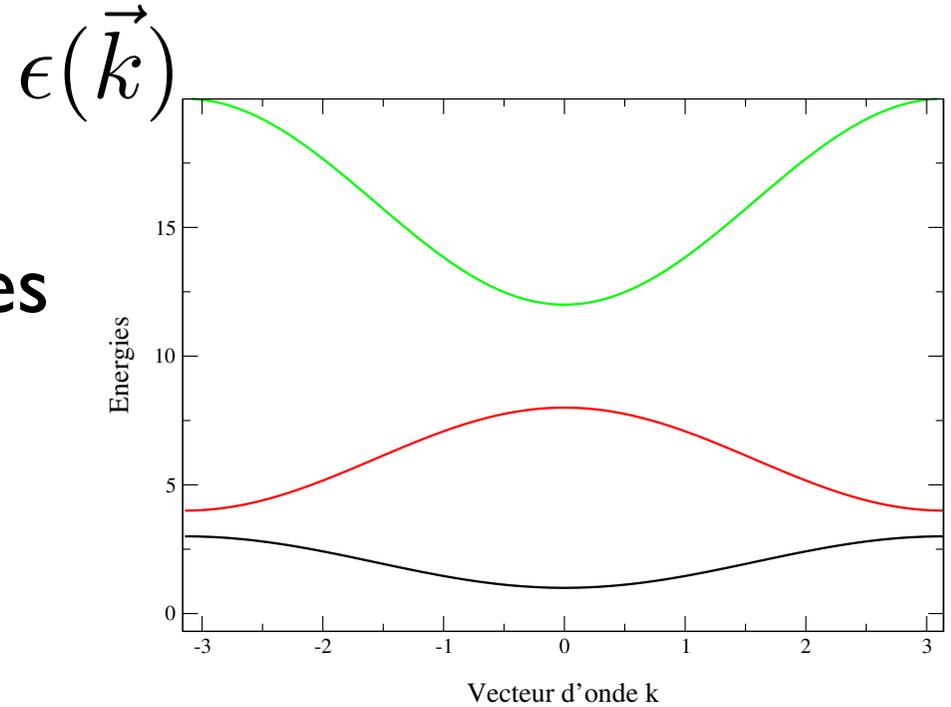
Une longue histoire,
basée sur: bandes, Fermi...



Majeures...

Résumé des points importants

Electron dans un potentiel périodique: bandes d'énergies des états, séparées par des 'gaps'

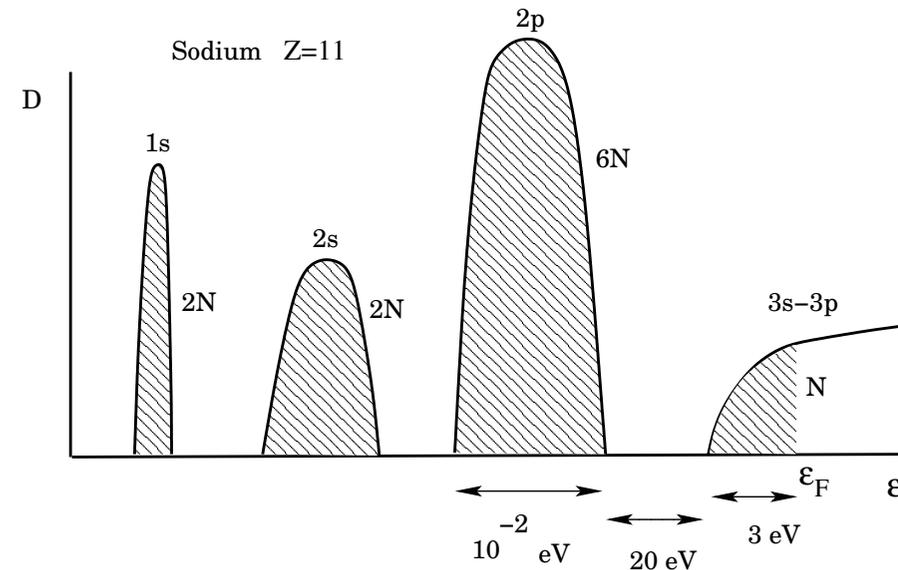


➔ Densité d'états:

Isolant si ϵ_F dans un gap

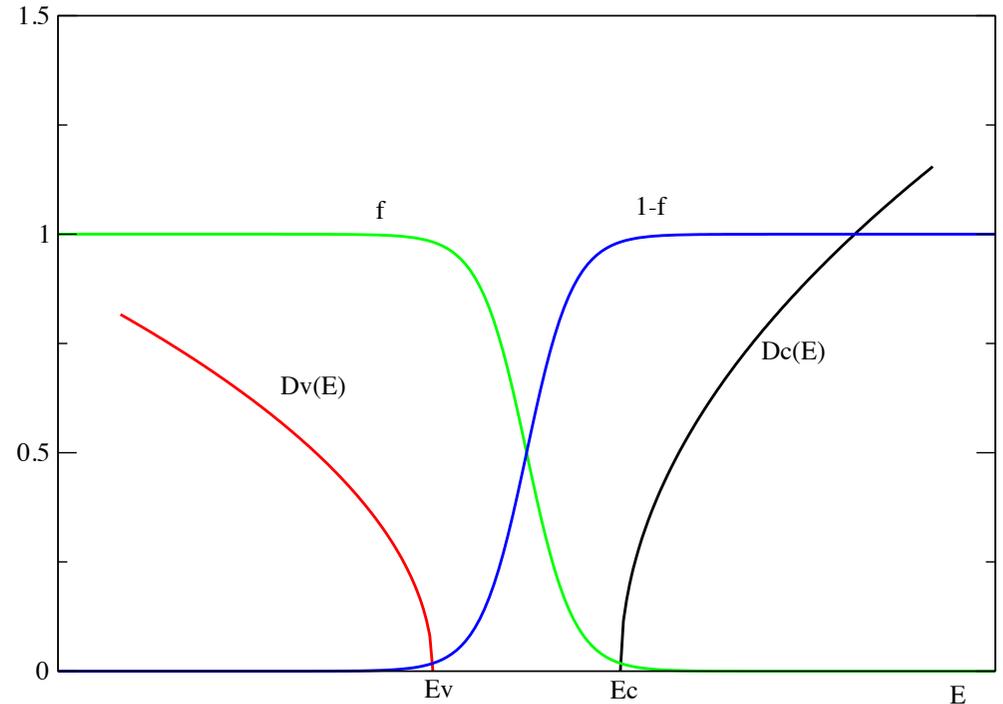
Conducteur si ϵ_F dans une bande

Semiconducteur = isolant à faible gap



Résumé des points importants

Semiconducteur:



Absorption si $h\nu > E_g$

Nombre de porteurs $\sim e^{-\beta E_g/2}$

Très sensible aux impuretés: dopage!