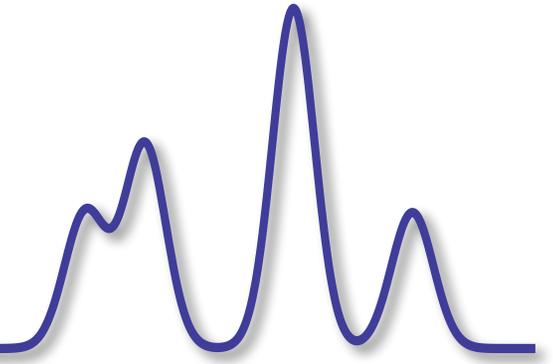


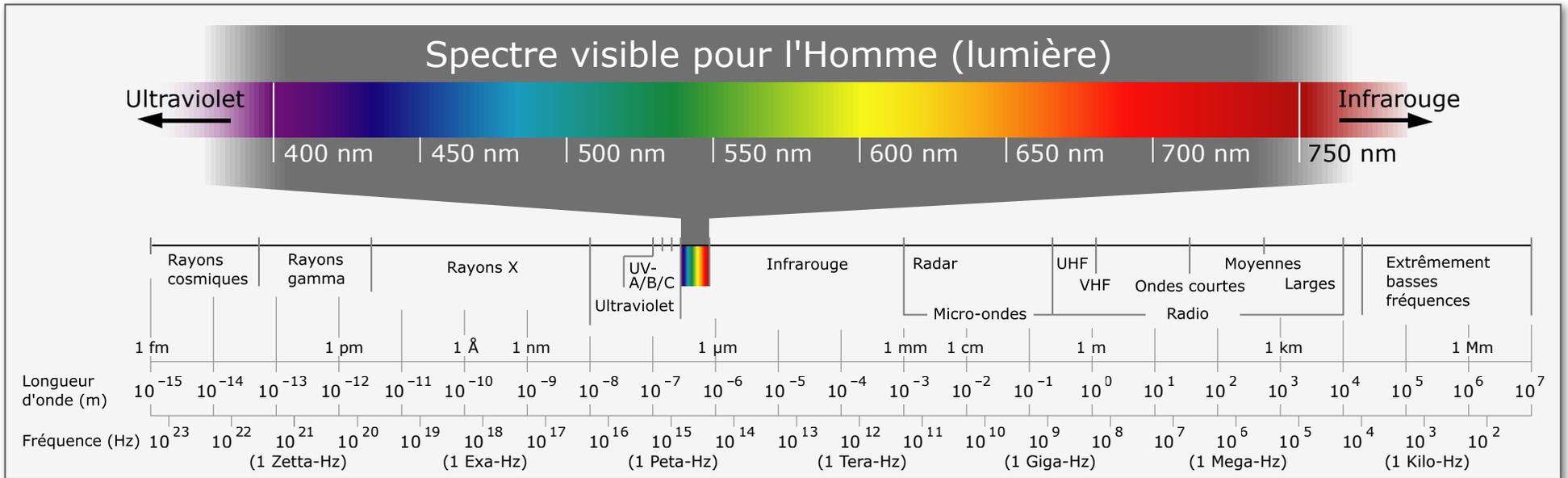
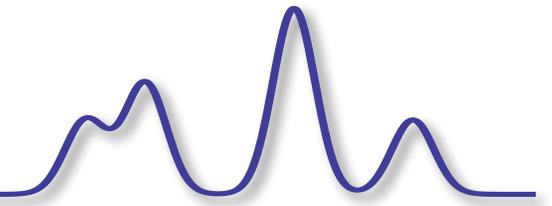
Spectroscopie des solides



PHS 3210 - Spectroscopie

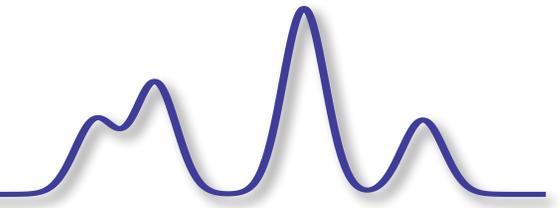
Chapitre 7

Région du spectre



↔
Spectroscopie des solides (excitations électroniques, vibrationnelles, spins, ...)

Mécanismes d'interaction avec un solide



Incidente sur un solide, la lumière de longueur d'onde λ est partiellement ou totalement réfléchi, réfractée, absorbée, diffusée et transmise.

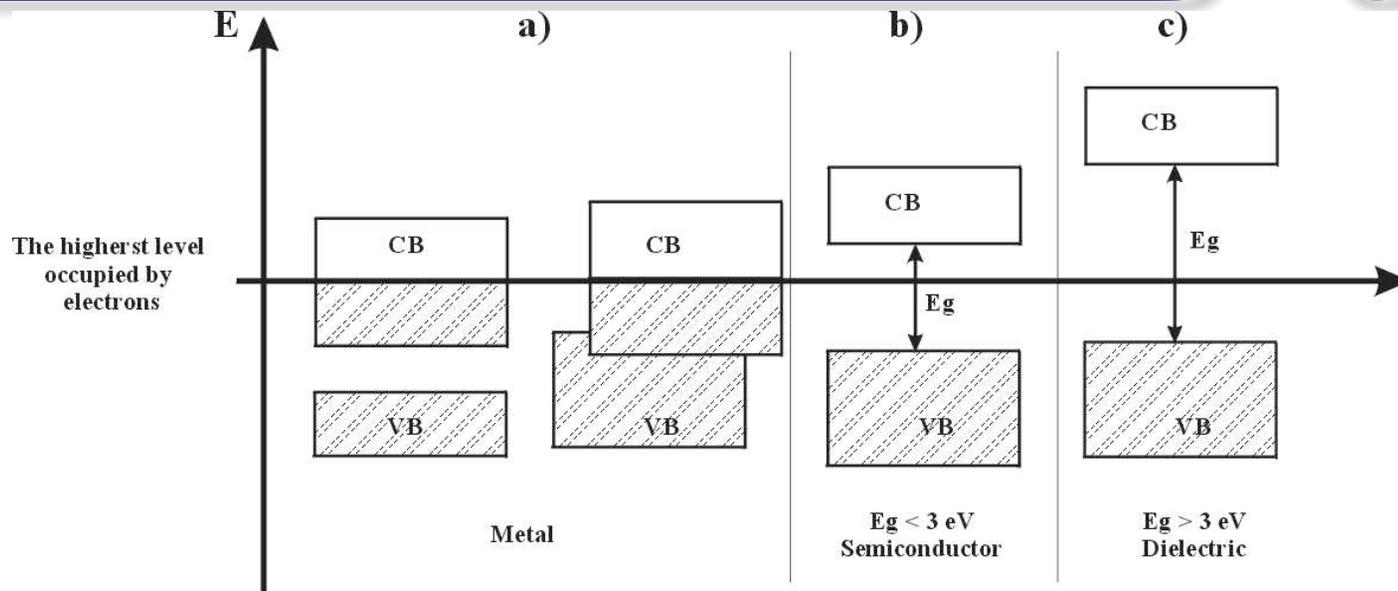
La **réflexion** et la **réfraction** sont déterminées par l'indice de réfraction et l'**absorption** est déterminée par le coefficient du même nom.

La lumière est **absorbée** par des excitations électroniques, excitoniques, plasmoniques, phononiques, ou autres. Ensuite, cette énergie est dissipée sous forme de chaleur ou émise sous forme de **luminescence**. Cette radiation secondaire possède généralement une énergie inférieure à l'énergie incidente, mais l'inverse est aussi possible.

La lumière **diffusée** peut être de même longueur d'onde (Rayleigh) ou d'une longueur d'onde différente (diffusion Raman ou Brillouin). La diffusion peut impliquer les phonons, les magnons, ou d'autres excitations du solide.

La spectroscopie des solides s'intéresse à la **réflexion**, l'**absorption**, la **luminescence** et la **diffusion**.

Les conducteurs, les semi-cond. et les isolants

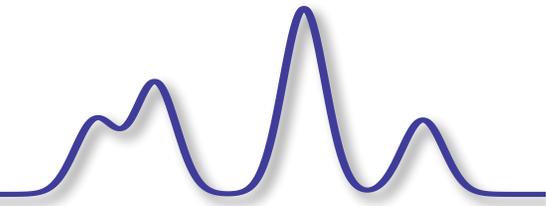


Conducteurs: Les propriétés sont largement déterminées par le comportement des électrons libres dans la bande de conduction. Dans le visible, la réflexion domine généralement les caractéristiques optiques, mais l'absorption peut jouer un rôle important pour certains métaux.

Isolants: Pour les isolants, le gap séparant les bandes de conduction et de valence est généralement élevé: il est difficile de briser un lien chimique et de promouvoir un électron à la bande de conduction. On s'intéresse aux centres de couleur, i.e., des impuretés actives optiquement et formant des états localisés dans le gap.

Semi-conducteurs: Matériaux dont le gap est intermédiaire. La spectroscopie des semi-conducteurs est riche étant donné qu'on y retrouve un grand nombre des phénomènes optiques présents dans les solides.

La formation d'une structure de bande.



Voici un exemple.

Si: [Ne] 3s² 3p²

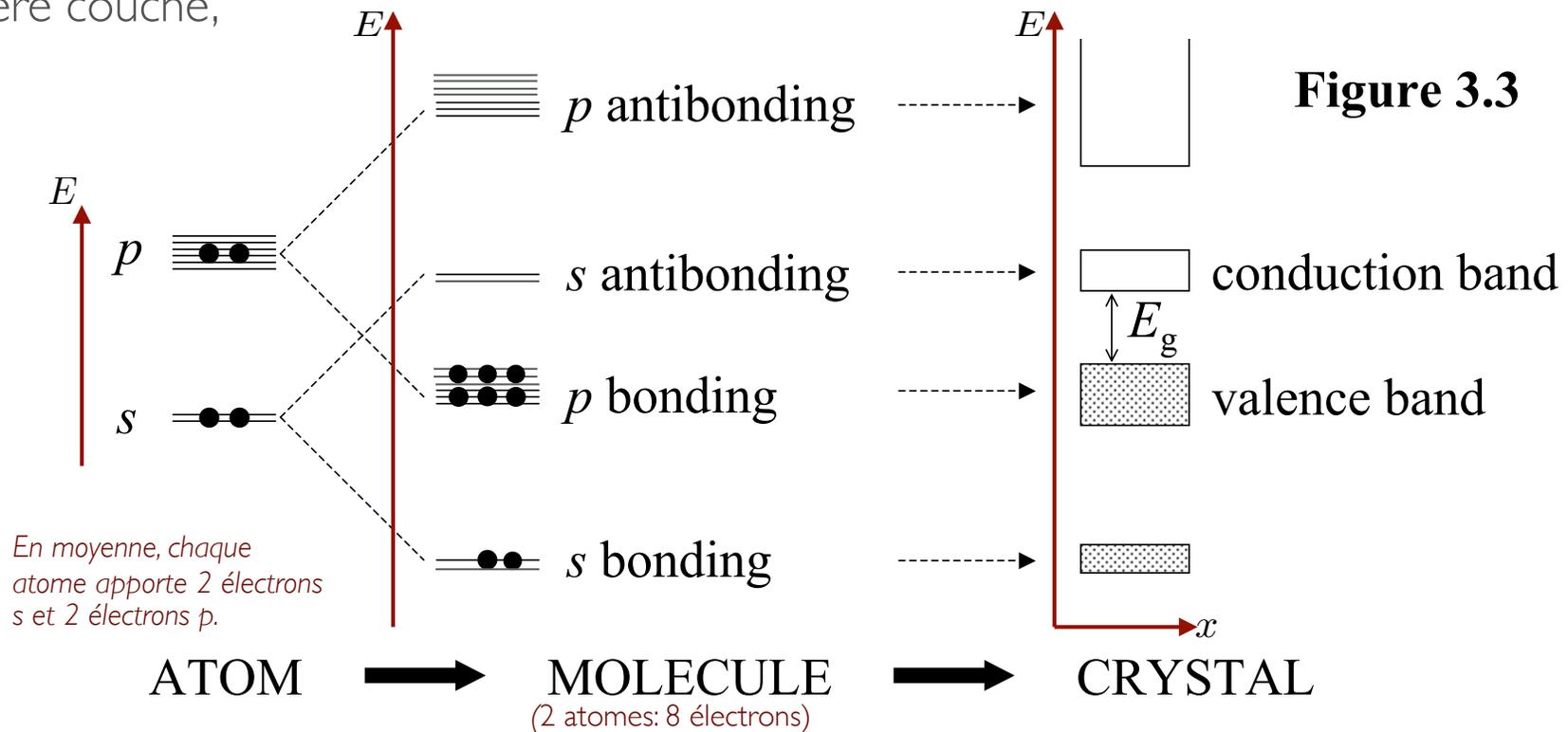
Ge: [Ar 3d¹⁰] 4s² 4p²

Ga: [Ar 3d¹⁰] 4s² 4p¹

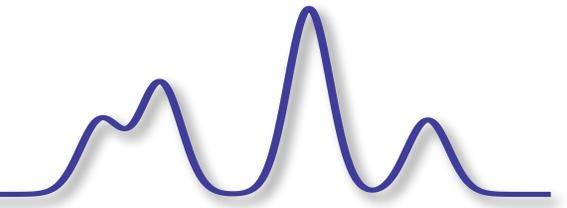
As: [Ar 3d¹⁰] 4s² 4p³

GaAs: [Ar 3d¹⁰] 4s² 4p² (configuration électronique effective similaire à Ge et Si)

On ignore les électrons des couches n complètement remplies, car ceux-ci ont généralement une influence mineure sur les propriétés électriques et optiques. Pour les électrons s et p de la dernière couche,



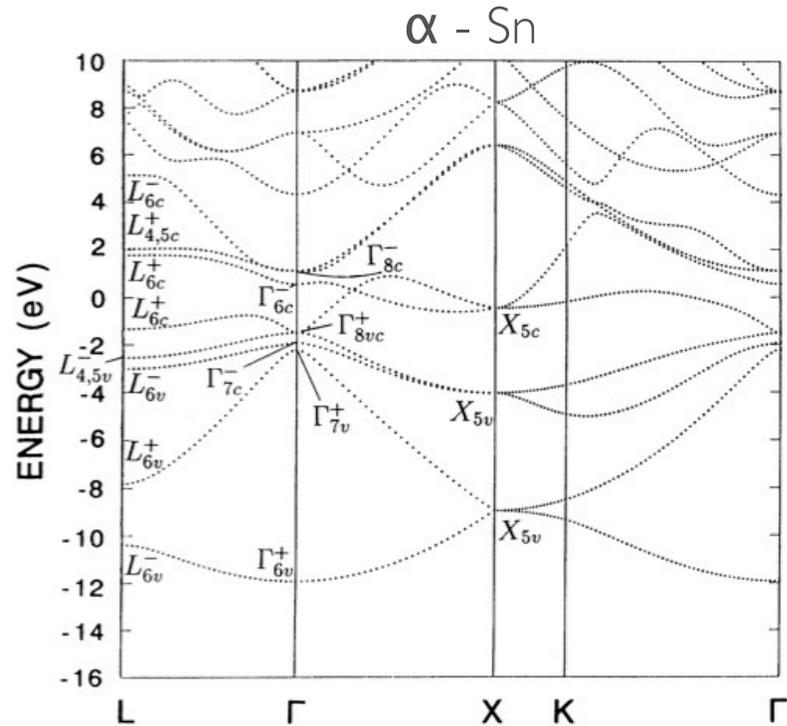
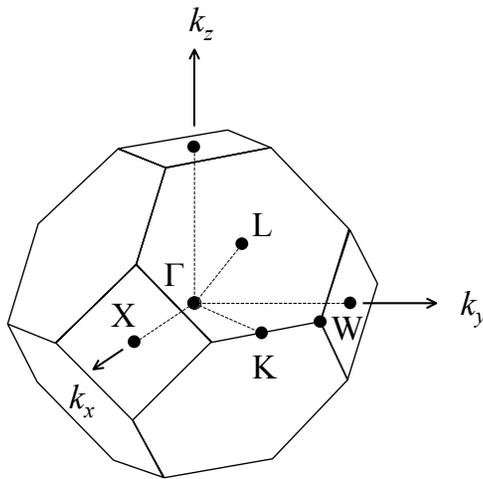
La zone de Brillouin pour les $C_{\text{ubique}}F_{\text{ace}}C_{\text{entree}}$



Les niveaux d'énergie deviennent des bandes, $E_n(\mathbf{k})$, où \mathbf{k} est un nombre d'onde. L'énergie d'un électron dans un cristal varie selon la magnitude et l'orientation de \mathbf{k} .

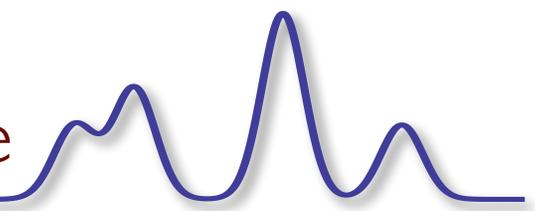
Symmetry points

Γ	000
X	100
	010
	001
K	110
L	111



\mathbf{k} est un nombre d'onde et $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ est la quantité de mouvement d'un électron dans le cristal. Il ne s'agit pas strictement parlant d'une quantité de mouvement.

Transition optique dans une structure de bande



L'absorption et l'émission doivent respecter les lois de conservation. Pour l'absorption,

Nombre d'onde initial
de l'excitation du solide

Nombre d'onde final

$$\mathbf{k}_{i,e} + \mathbf{k}_p = \mathbf{k}_{f,e}$$

Excitation: électron, phonon,
magnon, polariton, polaron

Nombre d'onde du
photon impliqué

Le nombre d'onde d'une excitation solide est représentée dans la première zone de Brillouin:

$$k_e \in [0, k_{e,max}] \quad k_{e,max} = \frac{2\pi}{a} \approx 10^{10} \quad [\text{m}^{-1}]$$

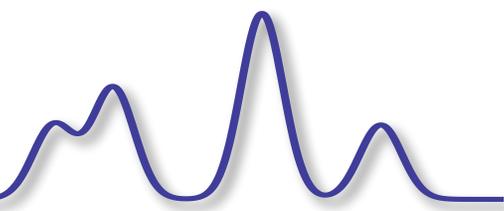
a ← Périodicité du réseau

Le nombre d'onde d'un photon:

$$k_p = \frac{2\pi}{\lambda} \approx 10^7 \quad [\text{m}^{-1}]$$

Ainsi, sur l'échelle de la structure de bande, nous avons: $\mathbf{k}_{i,e} \approx \mathbf{k}_{f,e}$

Transition optique dans une structure de bande



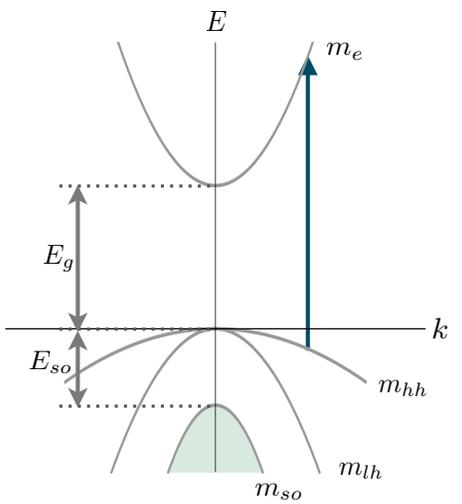
La conservation de l'énergie impose

Énergie initiale de l'excitation du solide. Énergie finale de cette excitation

$$E_{i,e}(\mathbf{k}_{i,e}) + E_p = E_{f,e}(\mathbf{k}_{f,e})$$

Énergie du photon impliqué

Ainsi, dans la structure de bandes, l'absorption apparaîtra comme une transition verticale, d'un état occupé à un état libre.

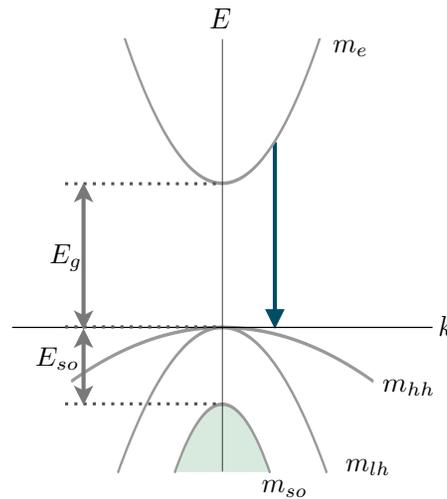


Transition optique dans une structure de bande

Pour l'émission, nous avons

$$\mathbf{k}_{i,e} \approx \mathbf{k}_{f,e}$$

$$E_{i,e}(\mathbf{k}_{i,e}) = E_{f,e}(\mathbf{k}_{f,e}) + E_p$$



Métaux: Modèle de Drude-Lorentz

Un métal peut être considéré comme un plasma, c'est-à-dire un gaz d'électrons de valence très faiblement lié aux "ions" positifs et se déplaçant librement sous l'effet d'une onde électromagnétique.

Modèle de Drude-Lorentz

$$m_0 \frac{d^2 x}{dt^2} + m_0 \gamma \frac{dx}{dt} + m_0 \omega_0^2 x = -e E_0 e^{-i\omega t}$$

Masse de l'électron (pointing to m_0)

Taux de dissipation : γ (s⁻¹) (pointing to $m_0 \gamma$)

Position de l'électron p/r à son ion (pointing to x)

Modèle de Lorentz: Loi de Hooke (pointing to $m_0 \omega_0^2 x$)

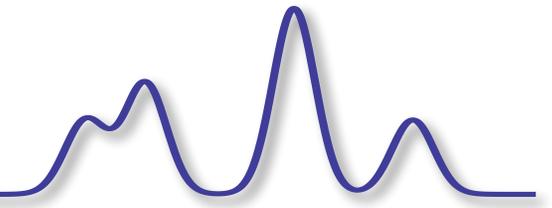
Force externe produite par le champ EM oscillant à la fréquence ω (pointing to $-e E_0 e^{-i\omega t}$)

En posant comme solution, $x(t) = x_0 e^{-i\omega t}$ C'est-à-dire que le déplacement oscille à la même fréquence que l'onde EM

On trouve,
$$x(t) = \frac{-eE(t)}{m_0(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma)}$$

Note: Modèle de Lorentz: l'électron est lié à son atome. La force de cette liaison est exprimée par ω_0 . Pour un métal nous allons poser $\omega_0 \sim 0$, car l'électron est libre.

Métaux: Modèle de Drude Lorentz



Ce déplacement génère une polarisation,

$$P(t) = -Nex(t) = \frac{-Ne^2}{m_0(\omega^2 + i\omega\gamma)}E(t)$$

qui, via le champ de déplacement, définit la permittivité.

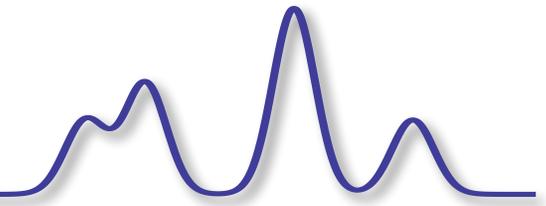
$$D(t) = \epsilon_0\epsilon_r E(t) = \epsilon_0 E(t) + P(t)$$

$$\begin{aligned}\epsilon_r &= 1 - \frac{P(t)}{\epsilon_0 E(t)} \\ &= 1 - \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_0} \frac{1}{(\omega^2 + i\omega\gamma)} \\ &= 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma)}\end{aligned}$$

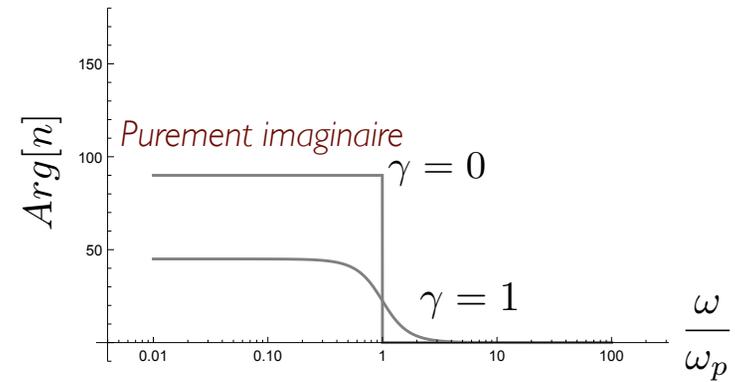
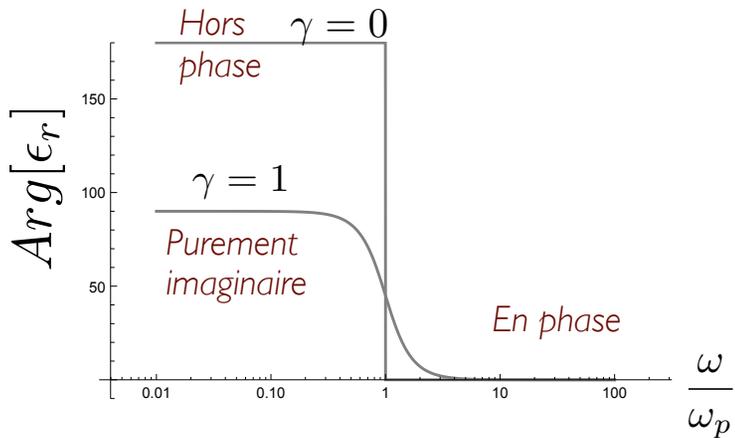
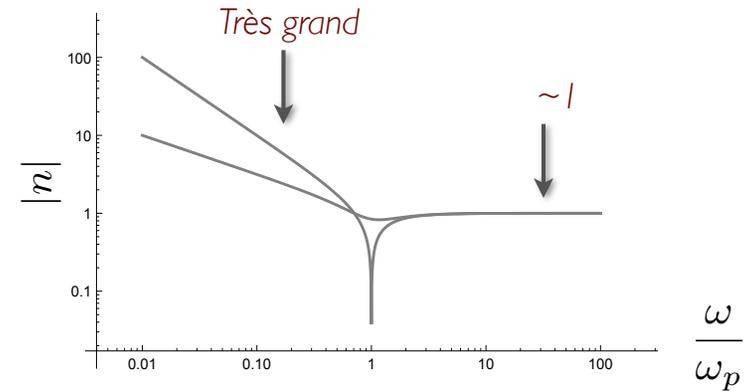
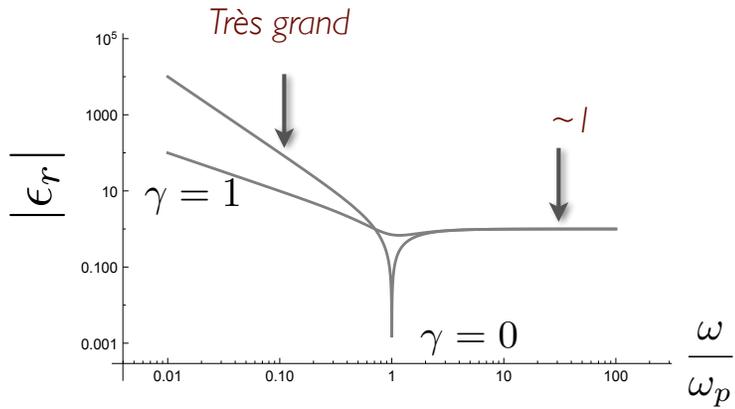
$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_0}} \quad \text{Fréquence plasma}$$

La fréquence plasma est la fréquence de résonance naturelle du gaz d'électron. Il s'agit de la fréquence où la permittivité change de signe.

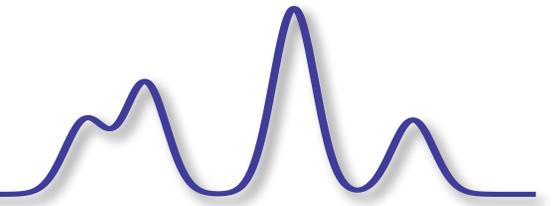
Métaux: Modèle de Drude Lorentz



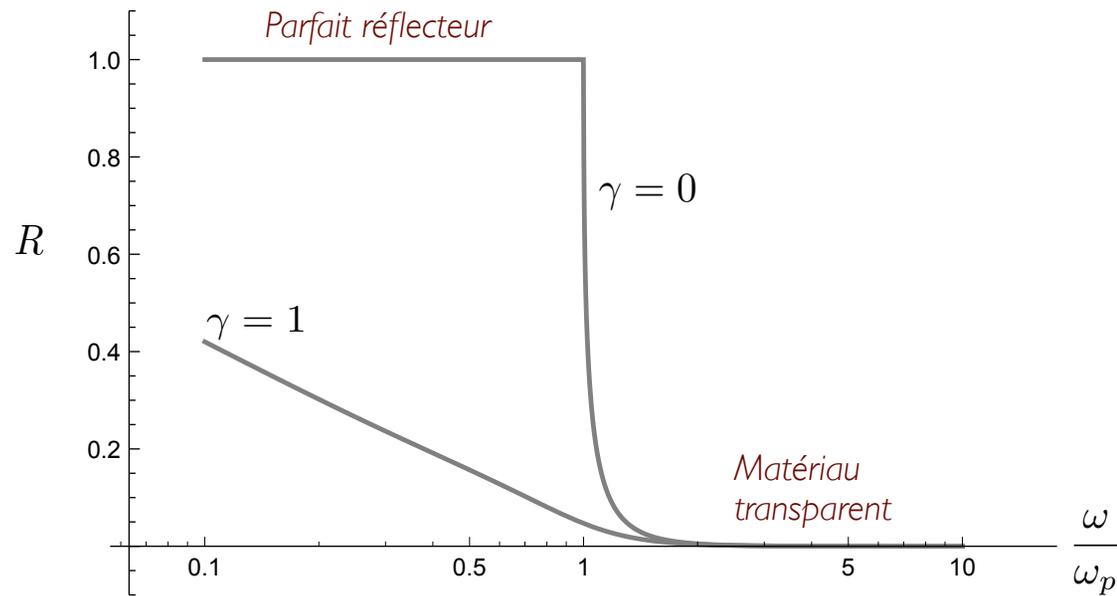
$$n = \sqrt{\epsilon_r}$$



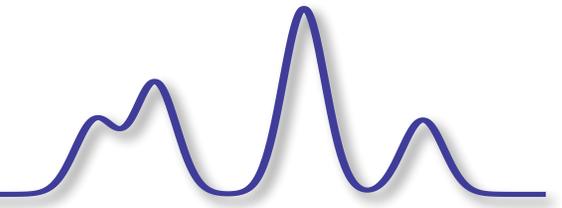
Métaux: Modèle de Drude Lorentz



$$R = \left| \frac{n - 1}{n + 1} \right|^2$$



Métaux: Modèle de Drude Lorentz



Ces résultats s'expriment en fonction de la conductivité DC du matériau.

Nous avons $v(t) = \frac{dx}{dt} = \frac{-i\omega e E(t)}{m_0(\omega^2 + i\omega\gamma)}$ ainsi que $j(t) = -Nev(t) = \sigma E(t)$

$$= \frac{eE(t)}{m_0(i\omega - \gamma)}$$

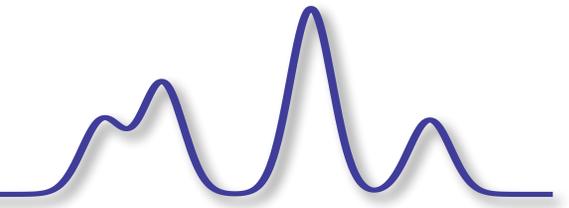
Nous trouvons $\sigma = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau}$ où $\sigma_0 = \frac{Ne^2}{m_0\gamma}$ *Conductivité DC*

Conductivité AC $\tau = \gamma^{-1}$ *Temps de dissipation*

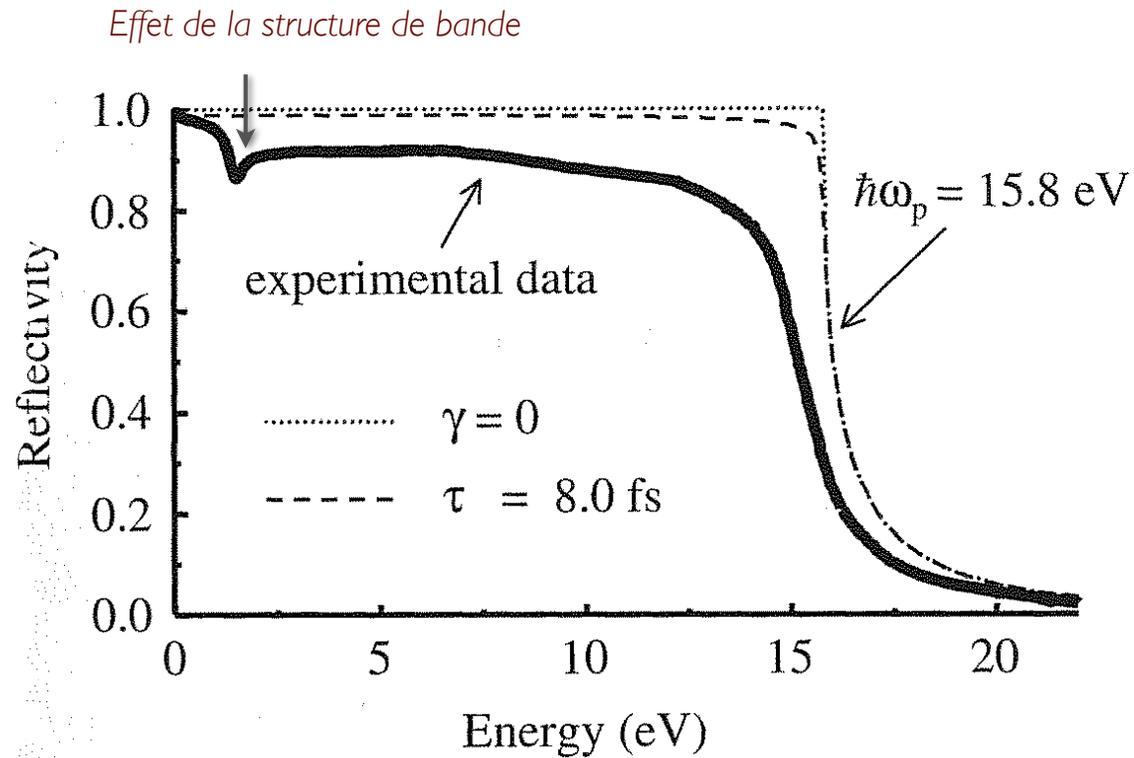
Ainsi, la constante diélectrique et la conductivité AC sont reliées $\epsilon_r = 1 + \frac{i\sigma(\omega)}{\epsilon_0\omega}$

Un bon conducteur est un bon réflecteur.

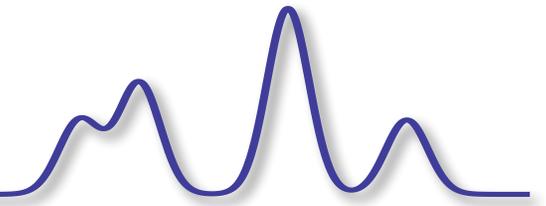
Réflectance des métaux



Réflectance de l'aluminium



Réflectance des métaux



Metal	Énergie plasma [eV]	Énergie “damping” [meV]	source
Ag	9.6	22.8	Blaber
Al	15.3	598.4	Blaber
Au	8.55	18.4	Blaber
Cu	7.389	9.075	Ordal
K	3.72	18.4	Blaber
Na	5.71	27.6	Blaber
Pt	5.145	69.2	Ordal

Structure de bande: métal

Al: [Ne] 3s² 3p

Cette structure de bandes est calculée à partir des états 3s et 3p. Il y a un Al par cellule élémentaire. Il y aura donc 2 bandes s et 6 bandes p. En l'absence de champ magnétique, les états de spins sont dégénérés (x2), c'est pourquoi il n'y a que 4 bandes.

Il y a 3 électrons par atome d'Al à distribuer dans cette structure de bande.

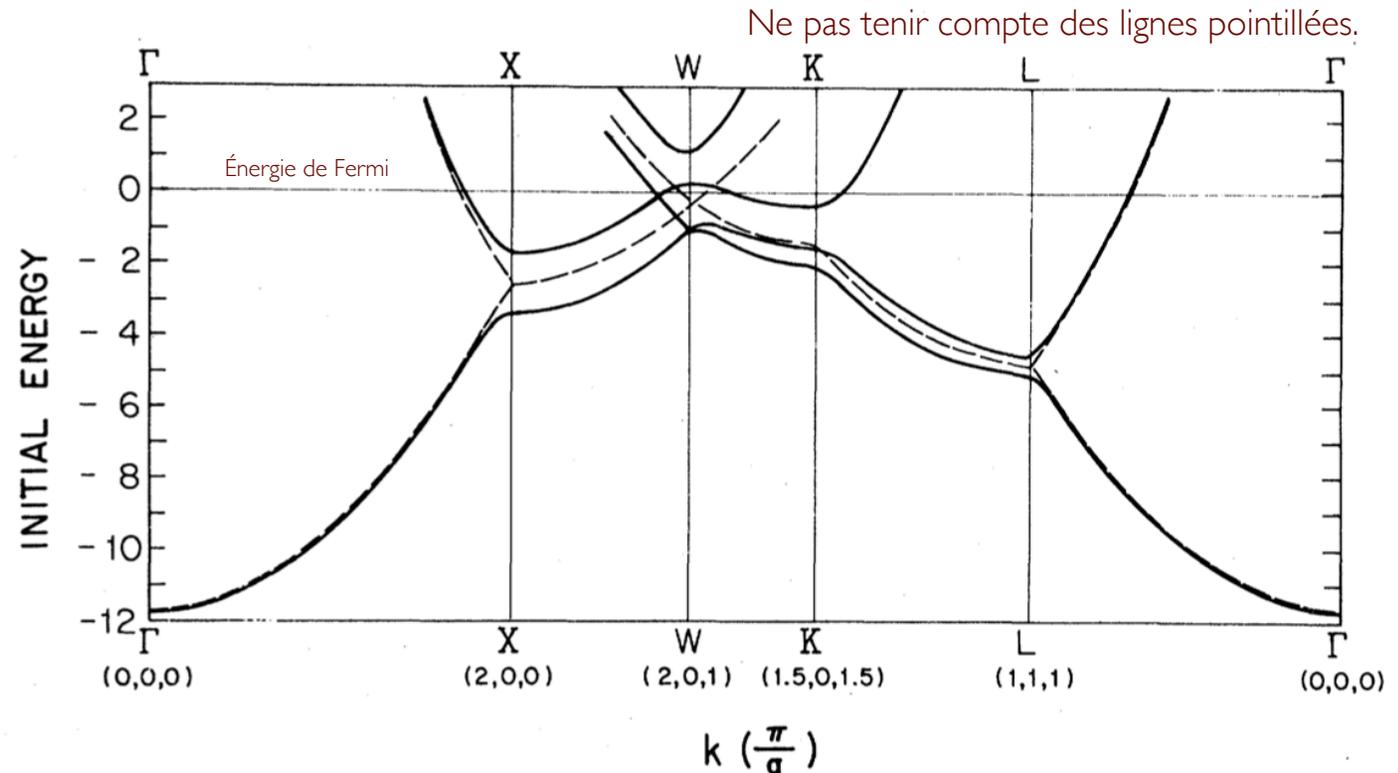
PHYSICAL REVIEW B

VOLUME 27, NUMBER 2

15 JANUARY 1983

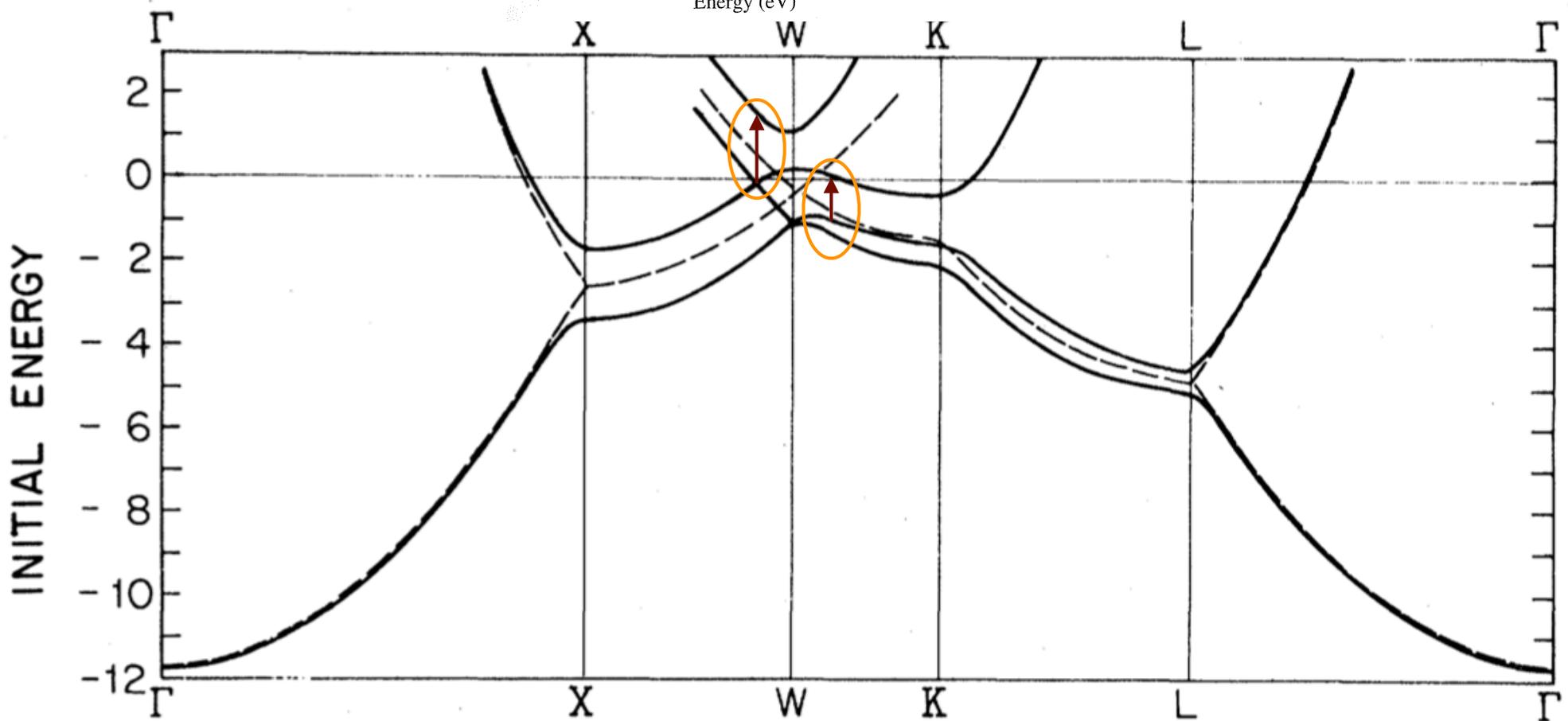
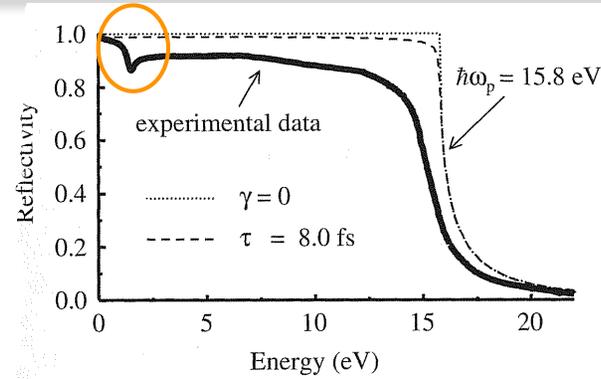
Experimental band structure of aluminum

Harry J. Levinson,* F. Greuter, and E. W. Plummer
*Department of Physics and Laboratory for Research on the Structure of Matter,
University of Pennsylvania, Philadelphia, Pennsylvania 19104-3859*
(Received 28 June 1982)



Structure de bande: métal

Al: [Ne] 3s² 3p

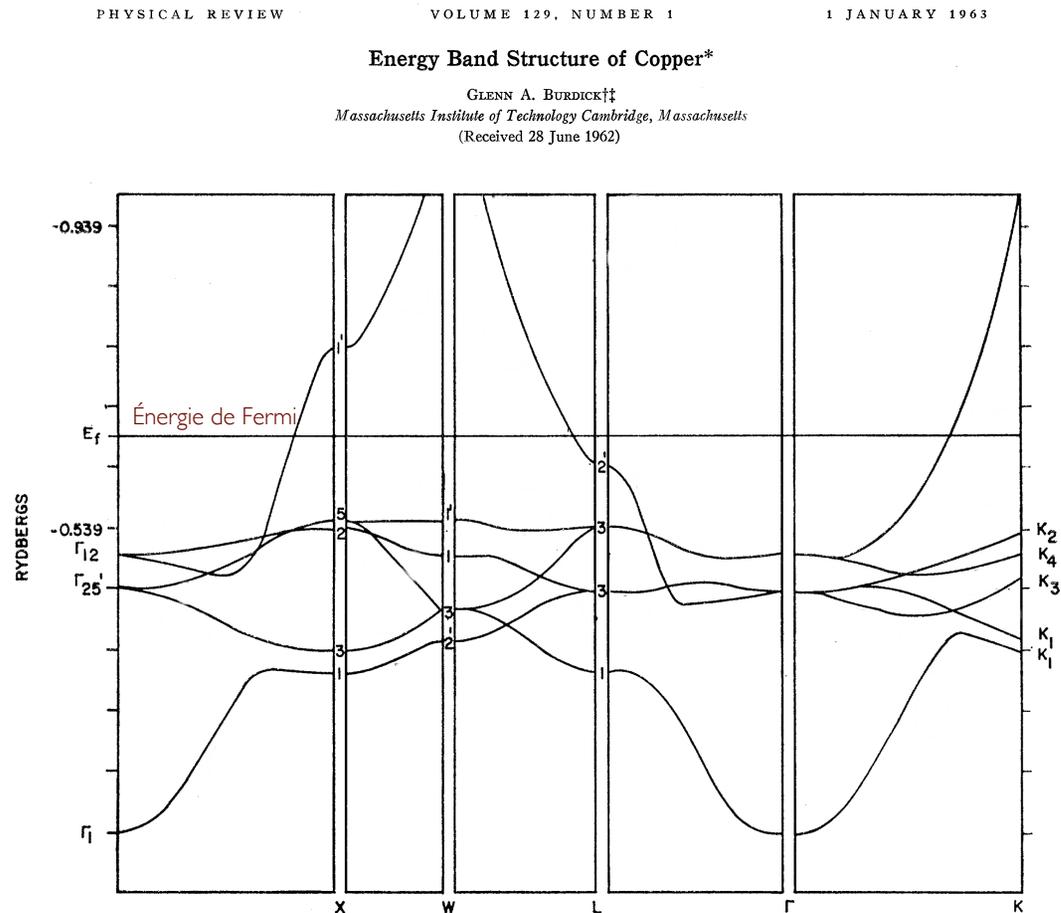


Structure de bande: métal

Cu: [Ar] 3d¹⁰ 4s

Cette structure de bande est calculée à partir des états 3d et 4s de l'atome de cuivre. Il y a un Cu par cellule élémentaire. Il y aura donc 2 bandes s et 10 bandes d. En l'absence de champ magnétique, les états de spins sont dégénérés (x2) et on obtient 6 bandes

Il y a 11 électrons par atome de Cu à distribuer dans cette structure de bande.



Structure de bande: métal

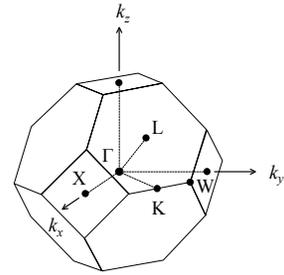
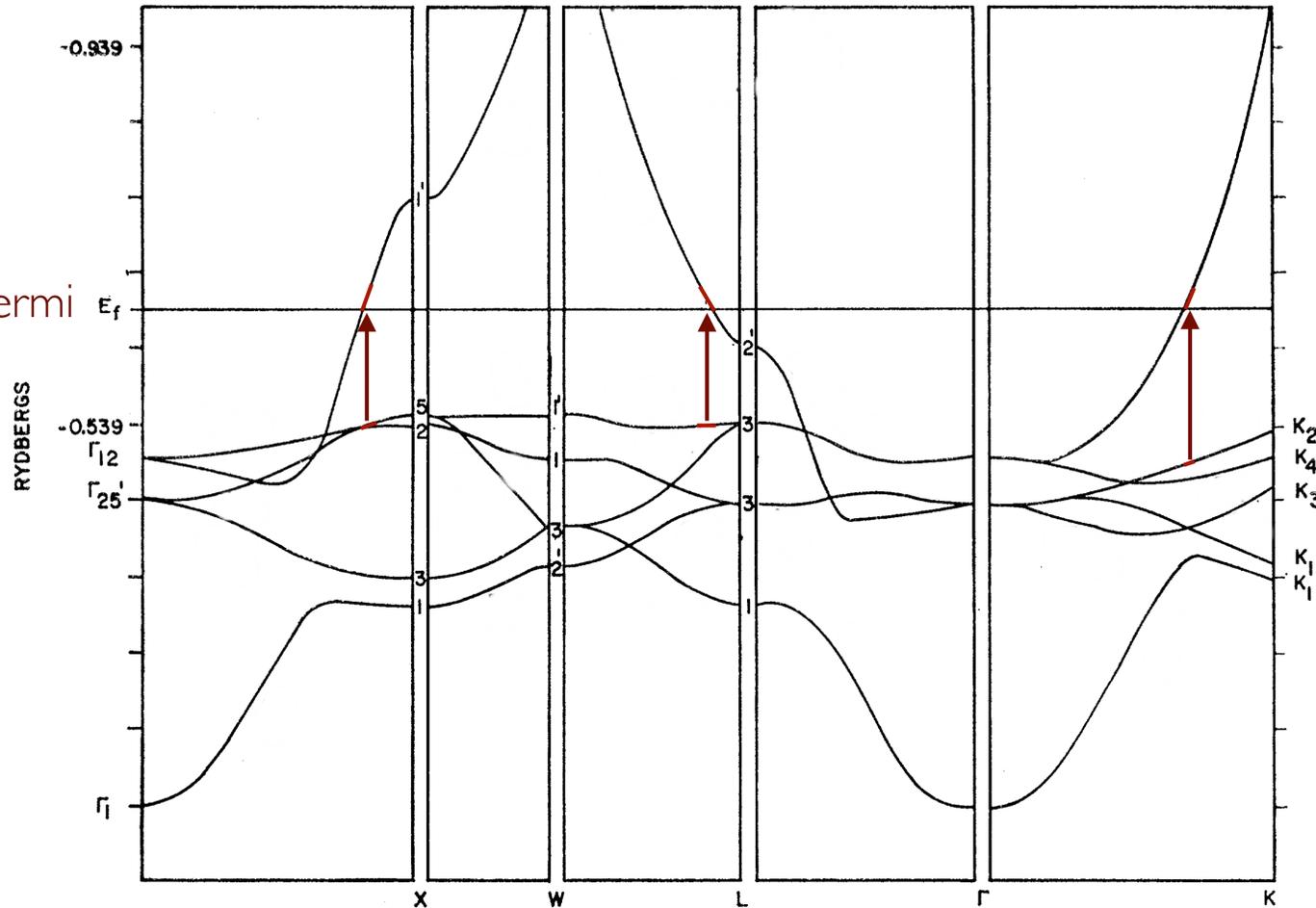
PHYSICAL REVIEW

VOLUME 129, NUMBER 1

1 JANUARY 1963

Energy Band Structure of Copper*

GLENN A. BURDICK††
 Massachusetts Institute of Technology Cambridge, Massachusetts
 (Received 28 June 1962)

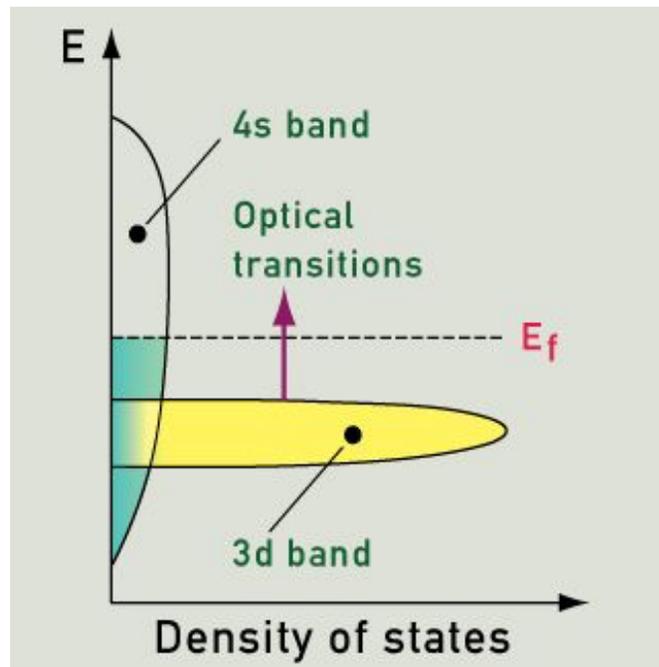


Énergie de Fermi E_f

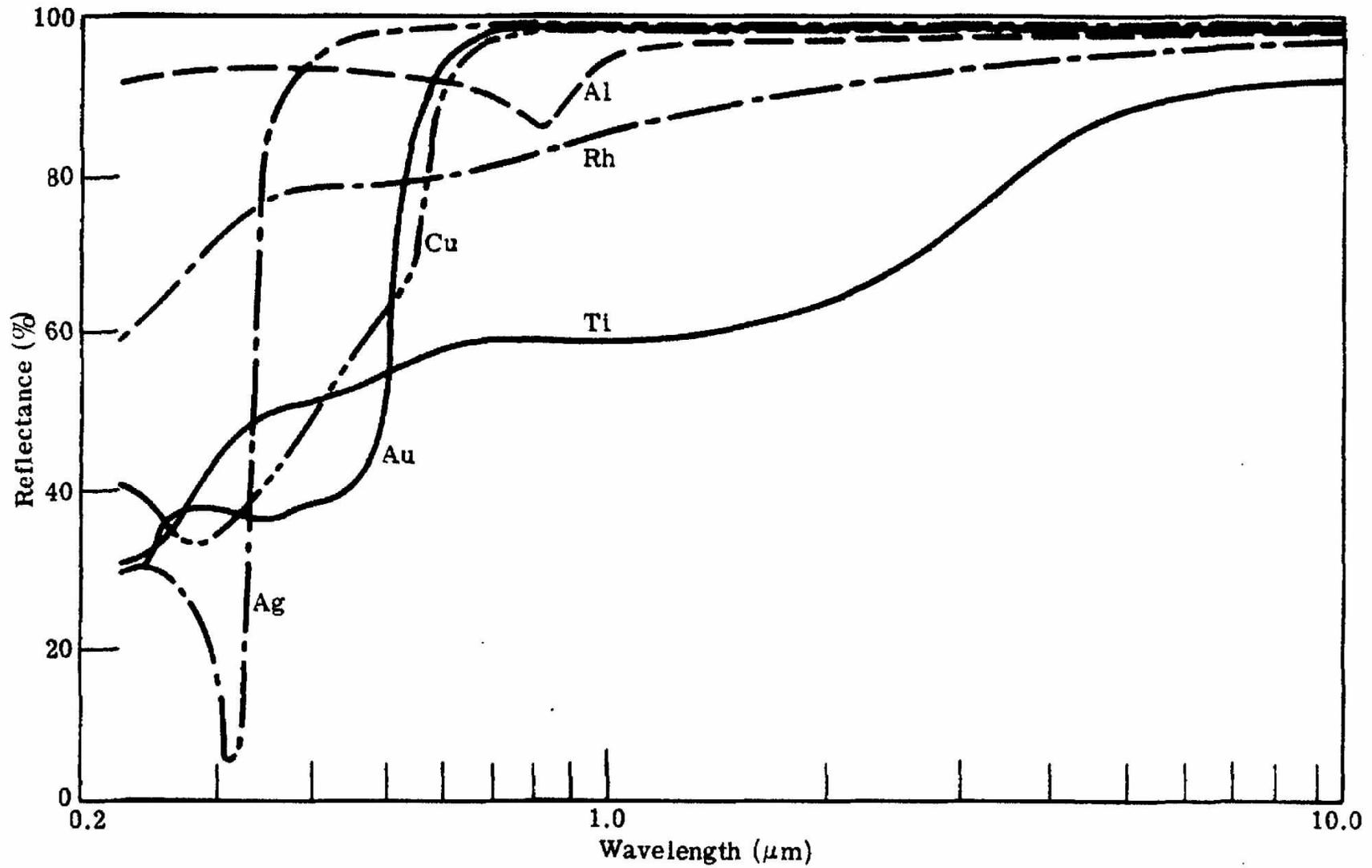
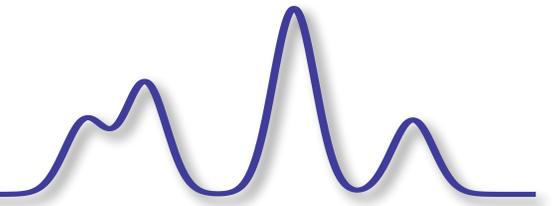
Structure de bande: métal

Cu: $[\text{Ar } 3d^{10}] 4s$

La couleur du cuivre s'explique par le fait qu'il est possible d'avoir une transition d'absorption de la bande 3d (remplie) à la bande 4s (seulement partiellement remplie)



Structure de bande: métal



Structure de bande: isolant



Cette structure de bande est calculée à partir des états 2s et 2p de l'atome de carbone. Puisqu'il y a deux atomes par cellule élémentaire, il y aura donc 4 bandes s et 12 bandes p. En l'absence de champs magnétique, les états de spins sont dégénérés et chaque bande est en fait double.

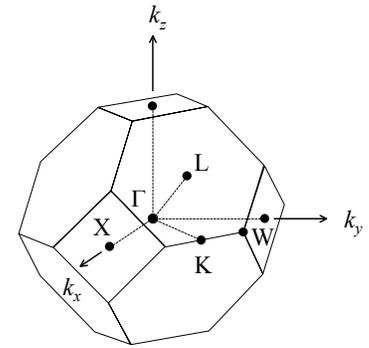
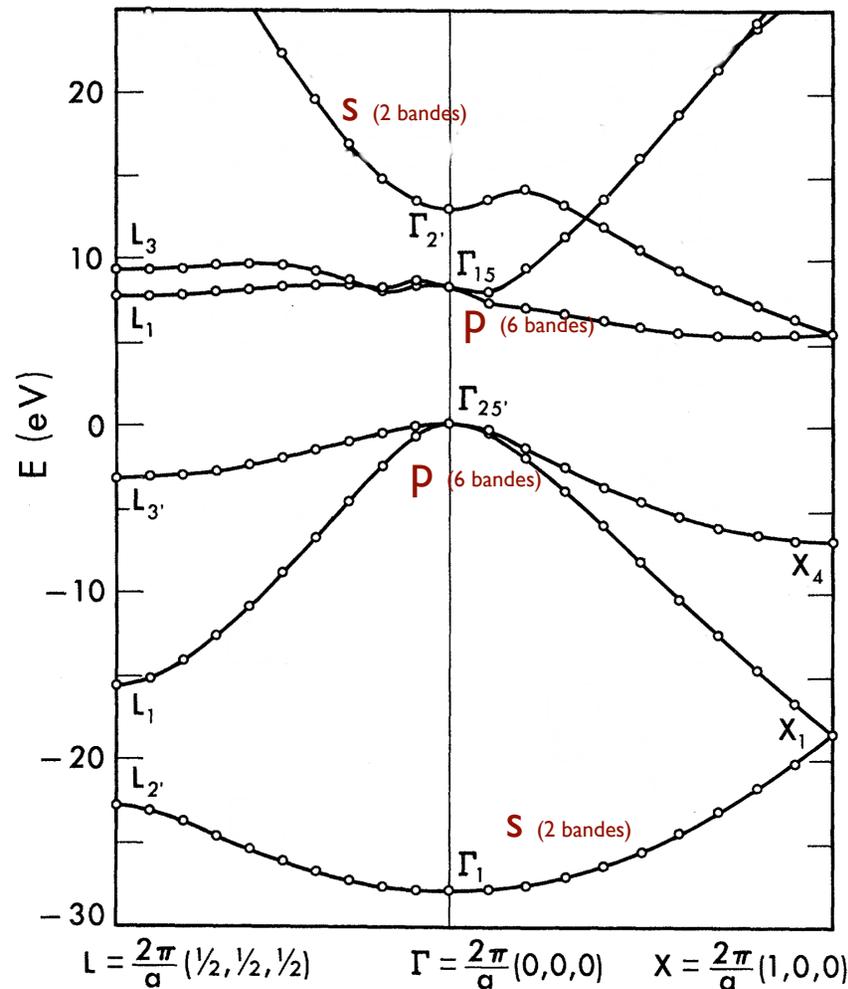
Étant donné qu'il n'y a que 4 électrons par atome et deux atomes par maille, il y a donc 8 électrons à distribuer.

BAND STRUCTURE AND OPTICAL PROPERTIES OF DIAMOND*

W. Saslow,† T. K. Bergstresser, and Marvin L. Cohen‡

Department of Physics, University of California, Berkeley, California

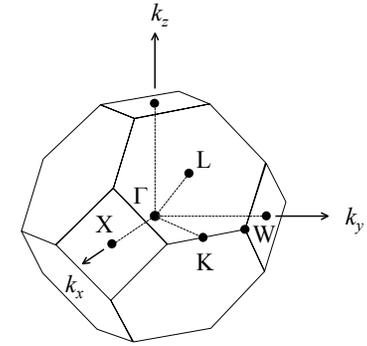
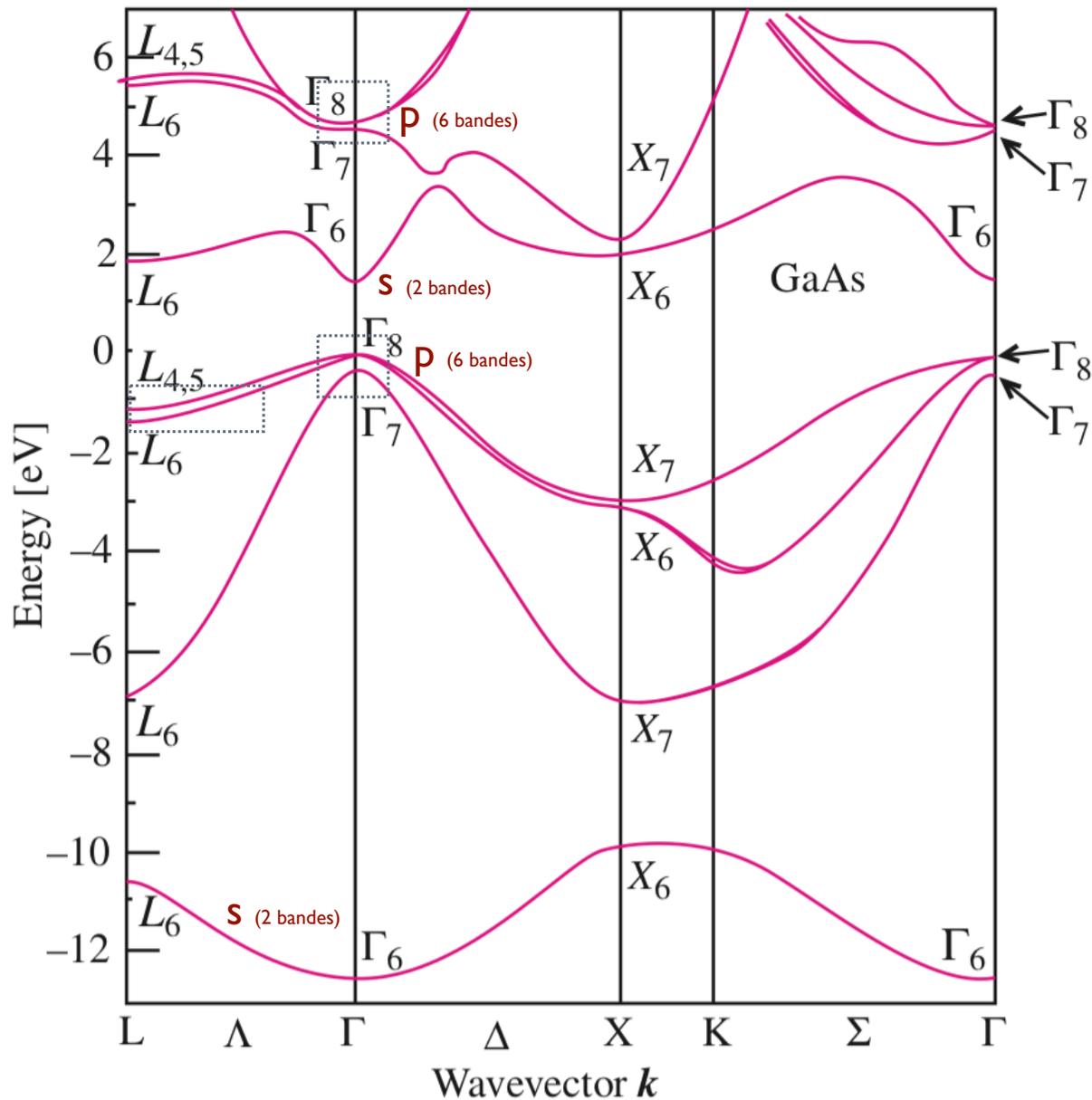
(Received 27 January 1966)



Énergie de Fermi = 0 eV

La bande 1s est à des énergies inférieures à -30 eV.

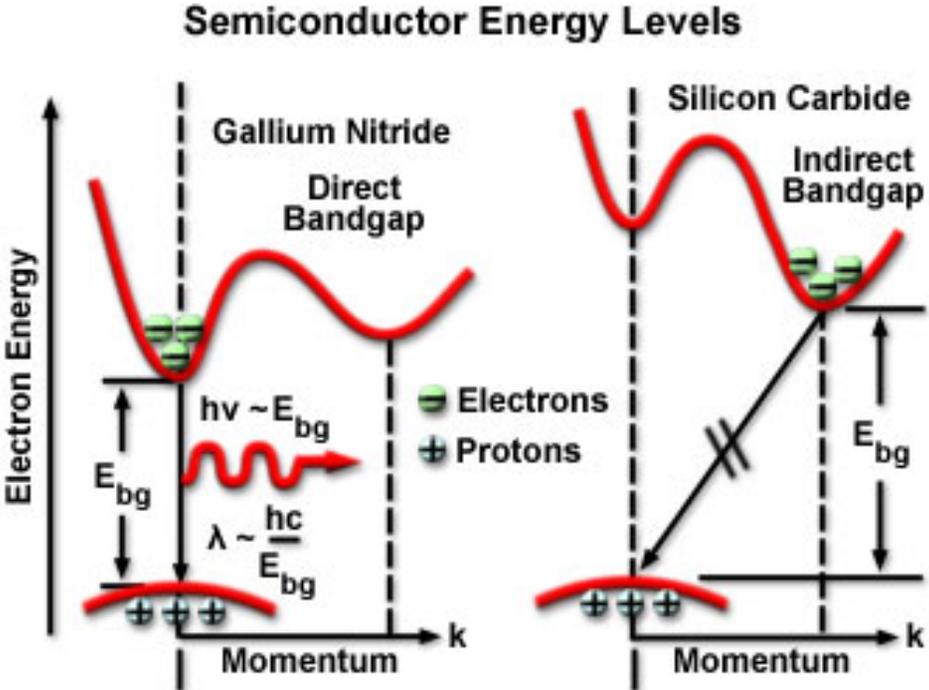
Structure de bande: Semi-conducteur



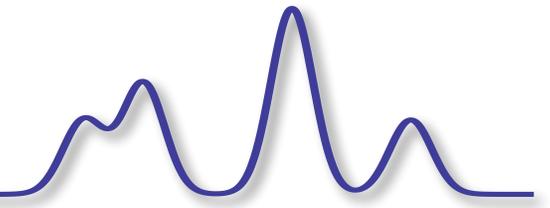
Ici, les effets spin-orbite sont importants. Il est impossible alors d'ignorer le spin.

Il est donc nécessaire de refaire la théorie des groupe pour tenir compte non seulement de la symétrie spatiale, mais aussi de la symétrie du spin. On obtient alors des groupes "doubles".

Les semi-conducteurs à gaps directs et indirects



Semi-conducteur à gap direct



Nous allons débiter par la détermination de la courbe d'absorption d'un semi-conducteur à gap direct.

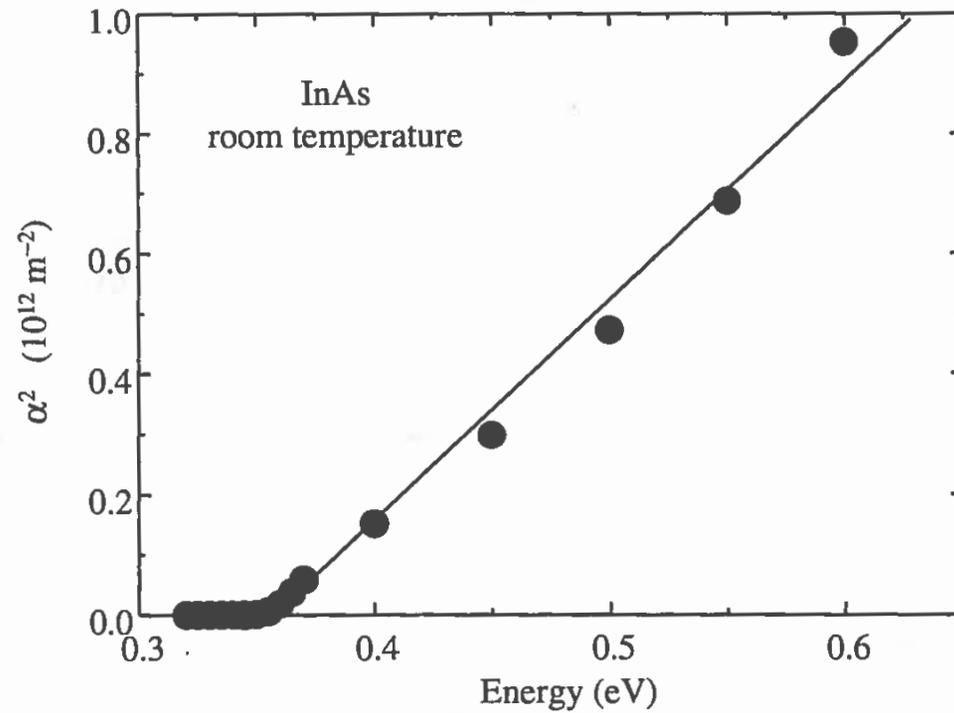
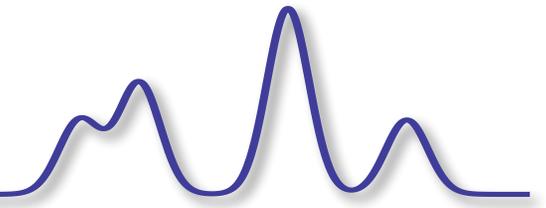
RI

$$\rho(E = \hbar\omega) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2\mu}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E - E_{gap}} & \text{si } E \geq E_{gap} \\ 0 & \text{si } E < E_{gap} \end{cases}$$

La forme de la courbe d'absorption en fonction de l'énergie de la radiation est déterminée, à une constante près, par la densité d'états,

$$\alpha(E = \hbar\omega) \propto \begin{cases} \mu^{3/2} \sqrt{E - E_{gap}} & \text{si } E \geq E_{gap} \\ 0 & \text{si } E < E_{gap} \end{cases}$$

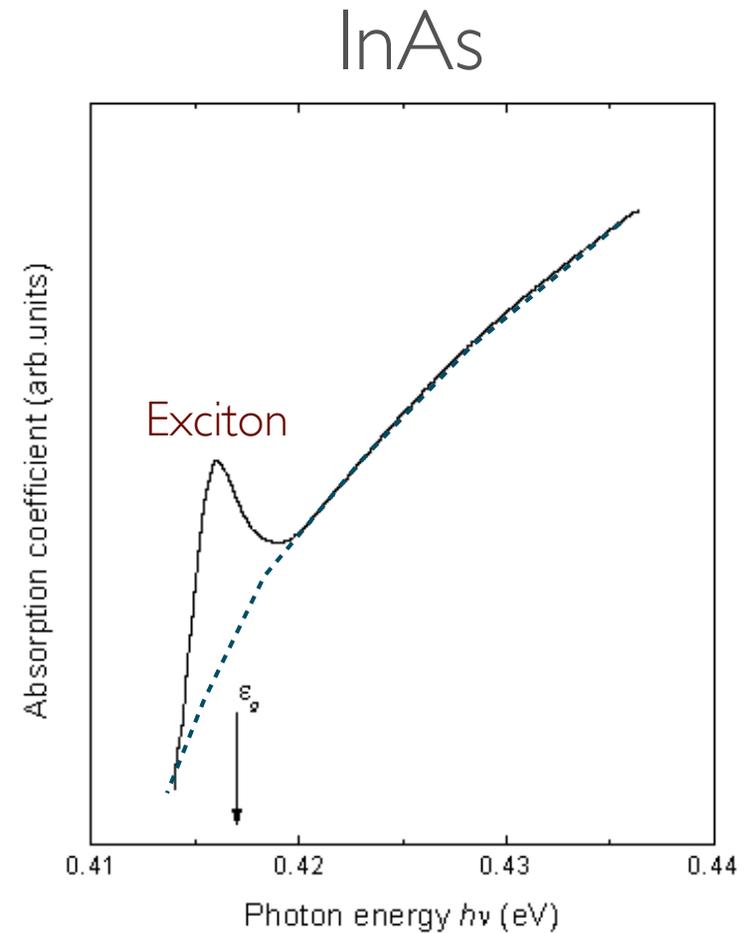
Semi-conducteur à gap direct



Semi-conducteur à gap direct

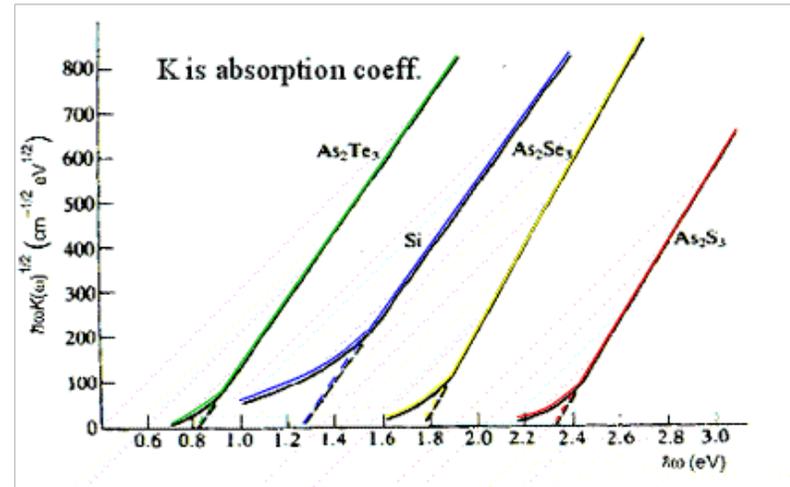
Dans ce calcul de l'absorption d'un semi-conducteur à gap direct, nous avons fait quelques hypothèses qui limitent le régime de validité de ce résultat.

1) En réalité, l'électron promu à la bande de conduction interagit avec le trou laissé dans la bande de valence via l'interaction coulombienne pour former un **exciton**. Les excitons jouent un rôle important à basse température et pour les semi-conducteurs dont les masses effectives sont élevées.

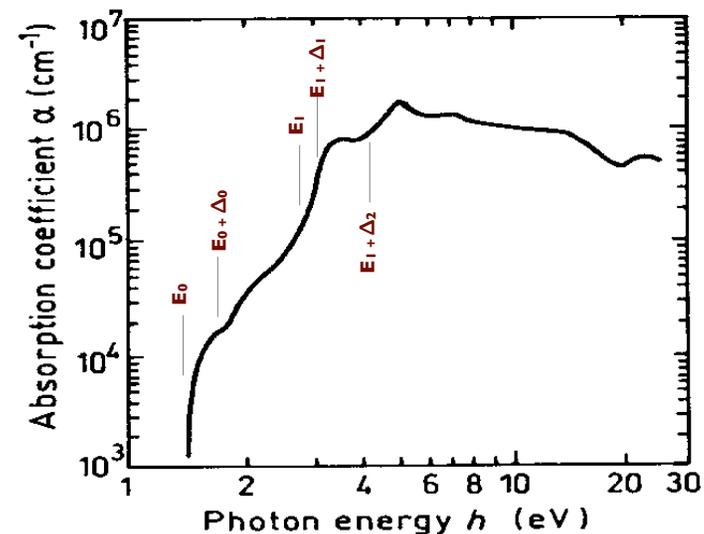
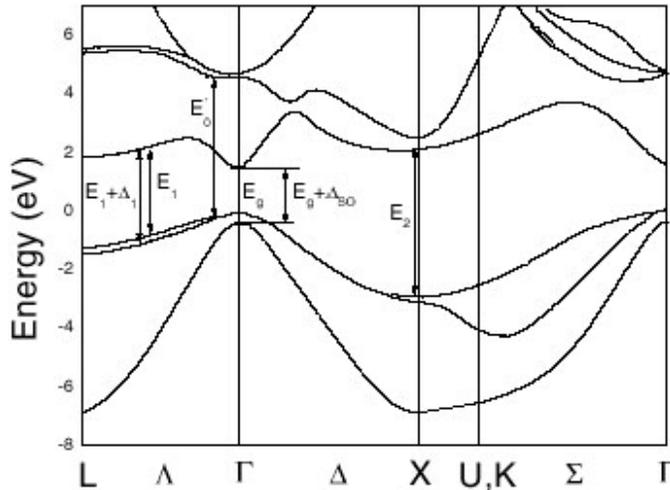


Semi-conducteur à gap direct

2) Les impuretés créent des états électroniques partout dans la structure de bande, incluant dans la bande interdite. Ainsi, l'absorption n'est pas tout à fait nulle lorsque $E < E_{gap}$.

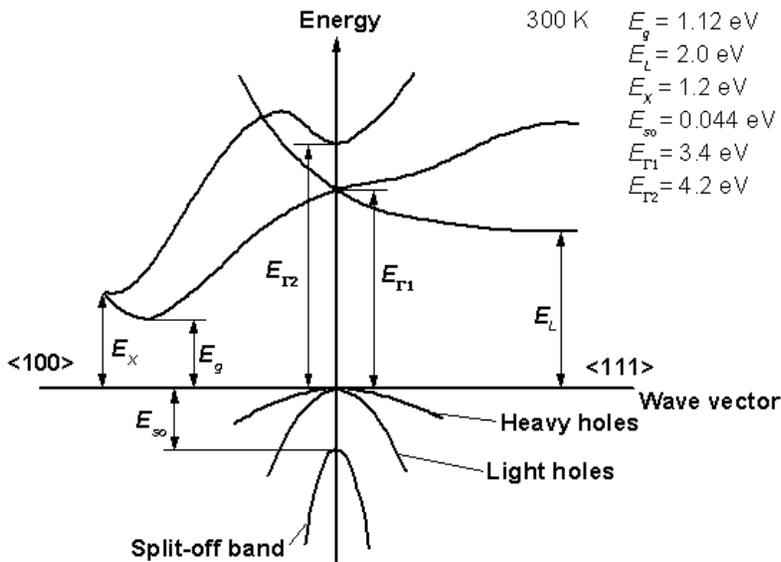


3) La dispersion des bandes de conduction et de valence n'est rigoureusement quadratique qu'en proximité de $k=0$. Lorsqu'on s'éloigne de $k=0$, la non-parabolicité des bandes modifie le profil d'absorption. Loin de $k=0$, l'évolution des bandes est complexe.

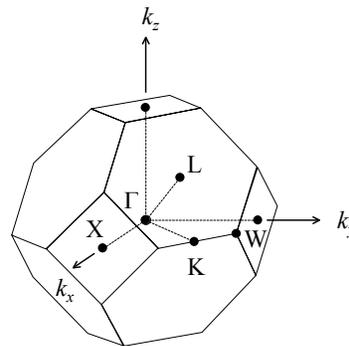
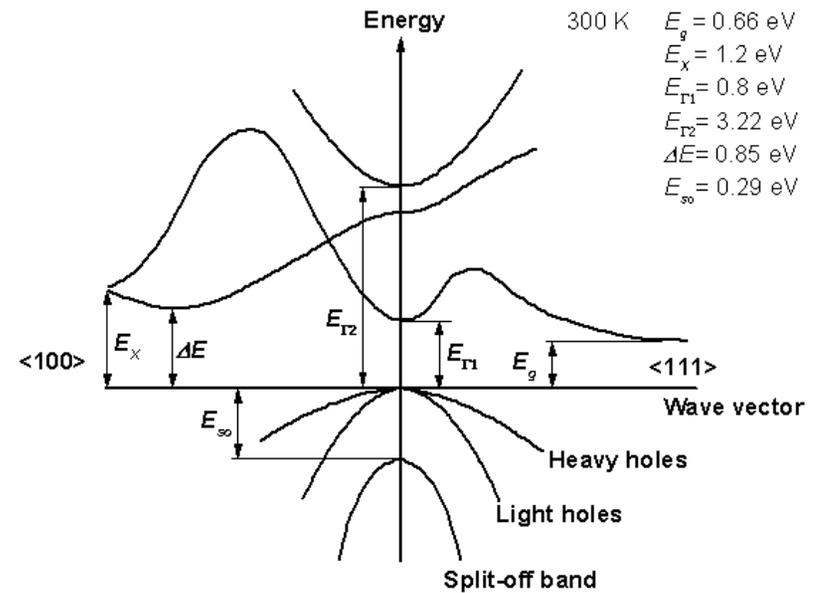


Semi-conducteur à gap indirect

Silicium



Germanium

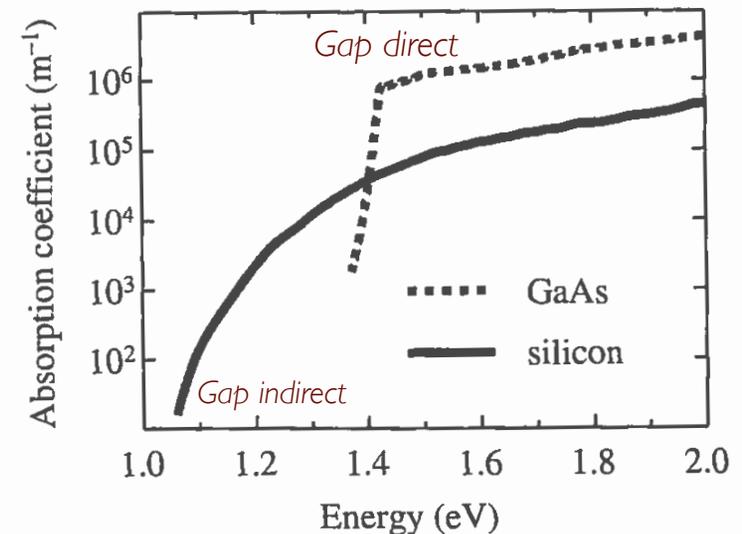
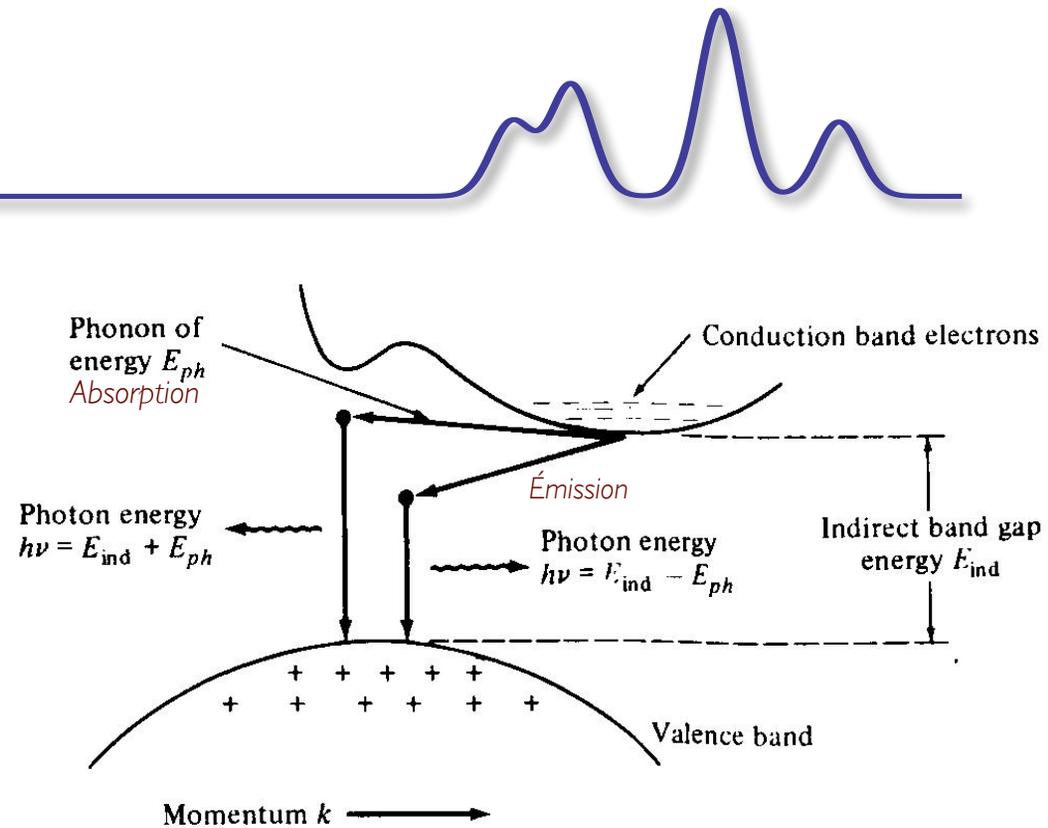


Semi-conducteur à gap indirect

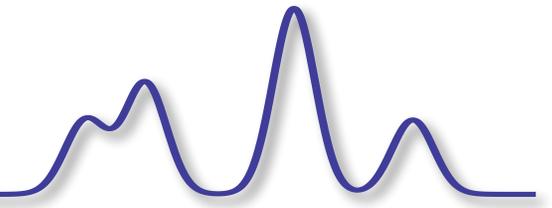
Pour satisfaire la conservation de la quantité de mouvement, l'absorption (+) ou l'émission (-) d'un phonon est nécessaire.

$$E = \hbar\omega = E_{gap,I} \pm E_{phonon}$$

L'absorption est peu efficace, car deux 'particules' doivent être présentes au même moment dans la même région de l'espace. Il s'agit d'un processus de deuxième ordre.



Semi-conducteur à gap indirect



Deux courbes d'absorption (absorption et émission d'un photon) se superposent:

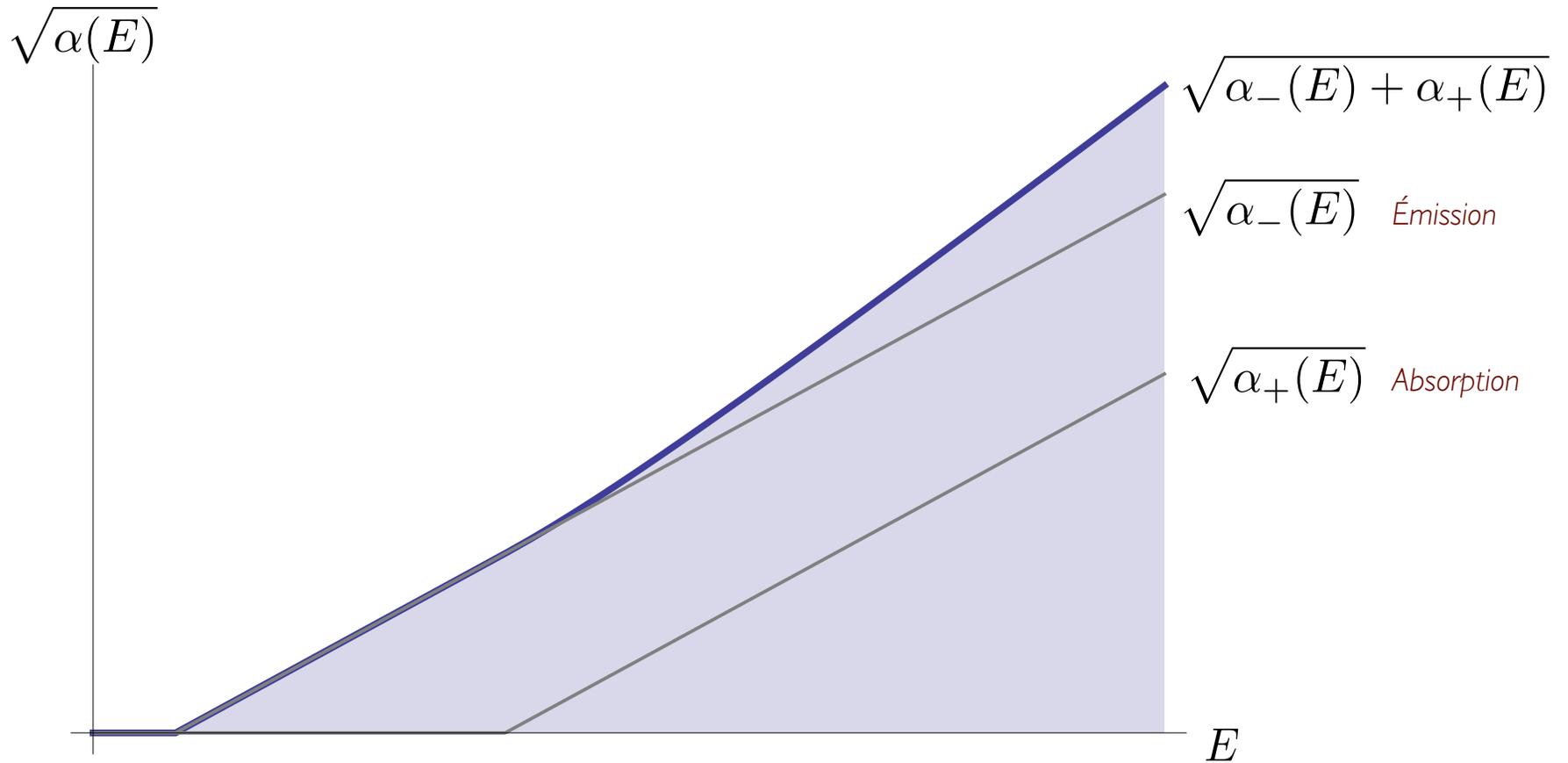
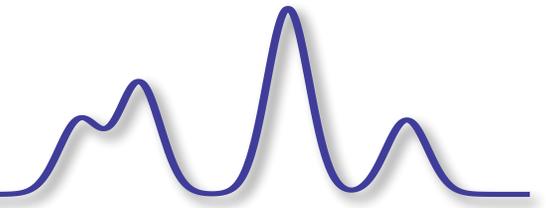
Absorption d'un phonon

$$\alpha_+(E) \propto \begin{cases} 0 & \text{si } E < E_{gap,I} - E_p \\ (E - E_{gap,I} + E_p)^2 & \text{si } E \geq E_{gap,I} - E_p \end{cases}$$

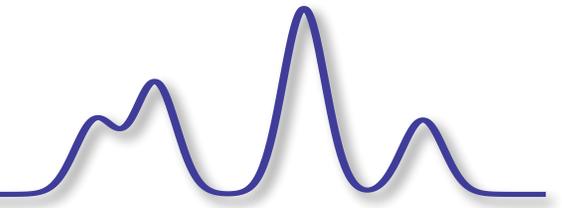
Émission d'un phonon

$$\alpha_-(E) \propto \begin{cases} 0 & \text{si } E < E_{gap,I} + E_p \\ (E - E_{gap,I} - E_p)^2 & \text{si } E \geq E_{gap,I} + E_p \end{cases}$$

Semi-conducteur à gap indirect



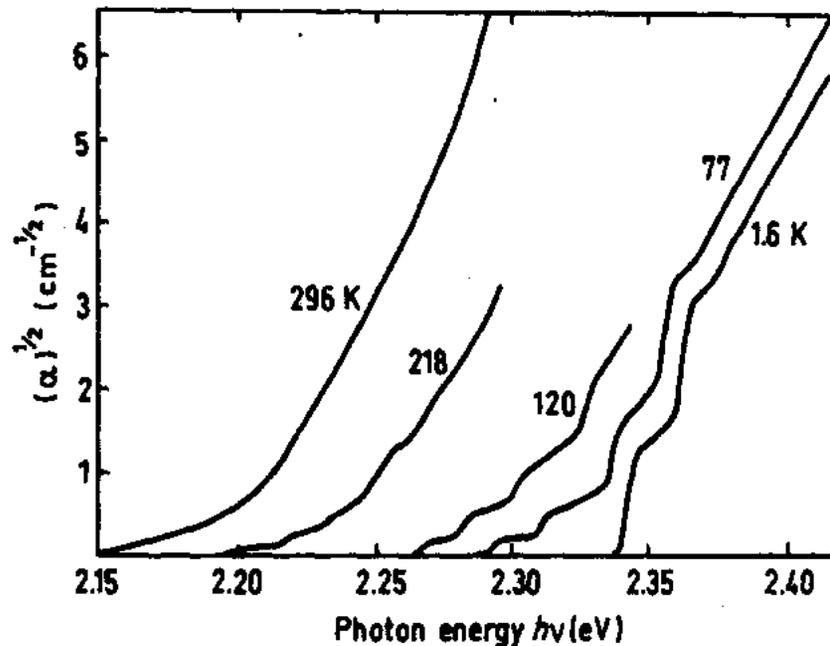
Semi-conducteur à gap indirect



L'absorption d'un phonon dépend sensiblement de la température, car sa probabilité de présence est donnée par une distribution de Bose-Einstein.

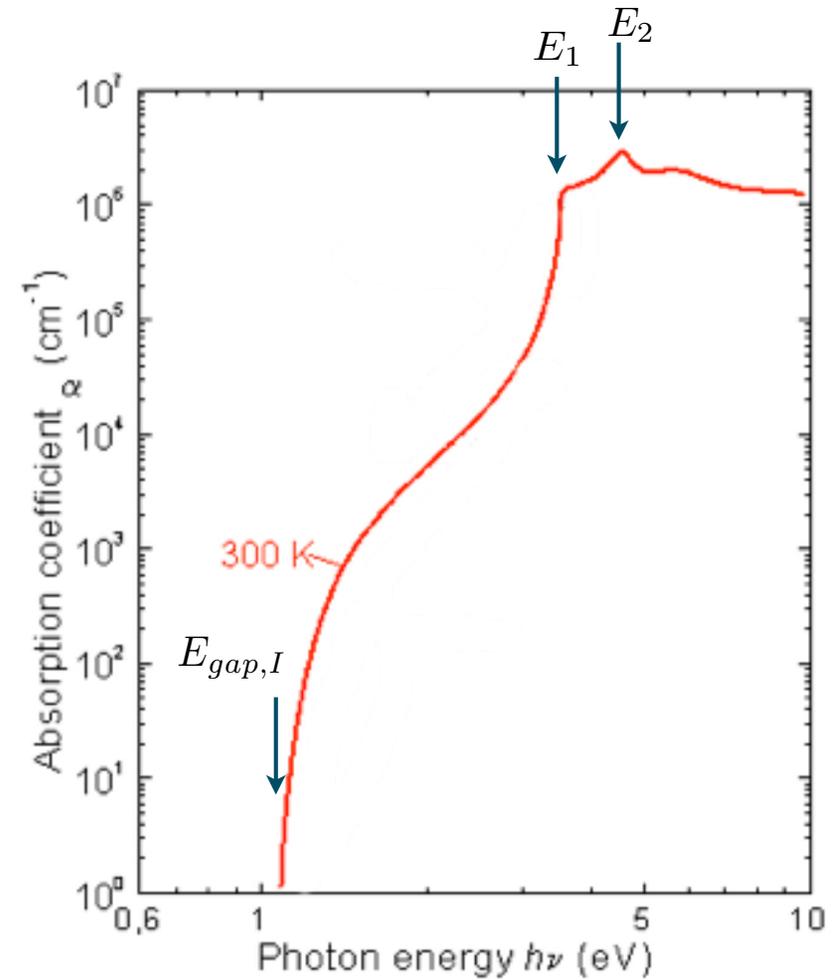
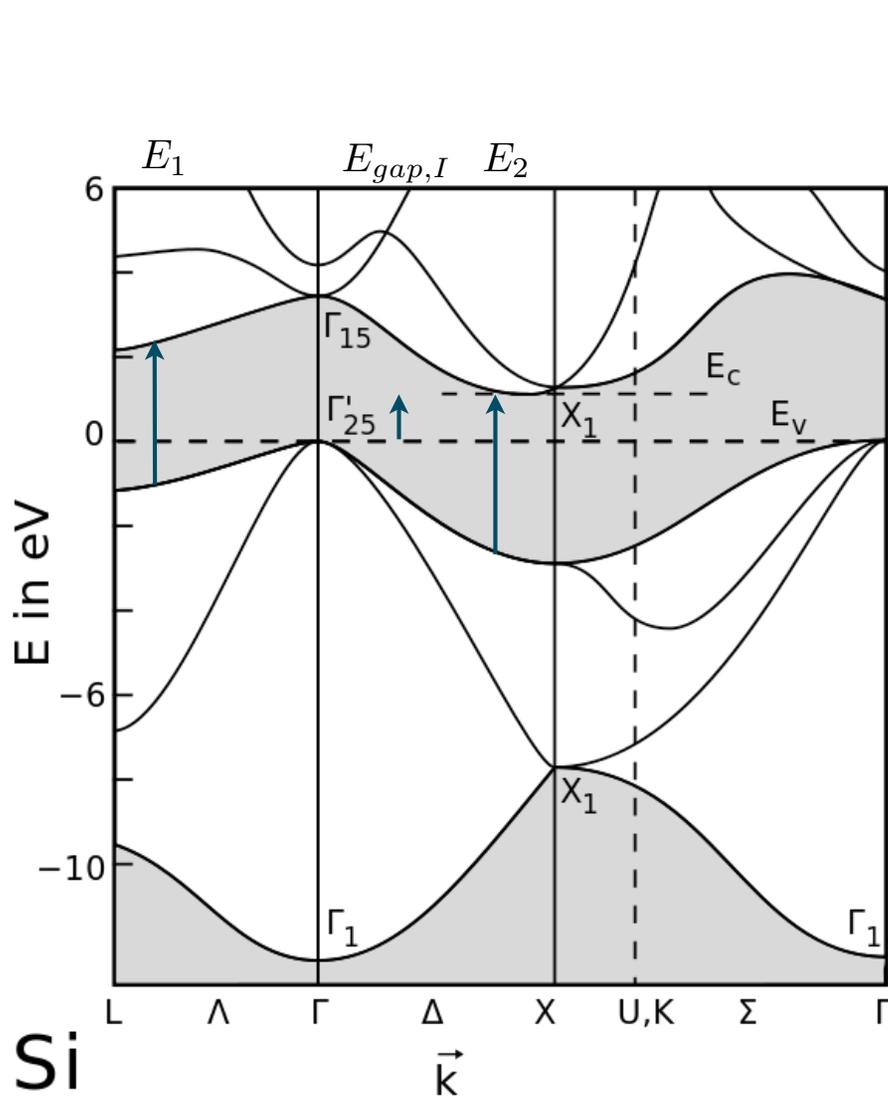
$$f_{BE}(E) = \frac{1}{\exp(E/k_bT) - 1} \quad E: \text{énergie du phonon}$$

Pour le GaP, plusieurs phonons participent à l'absorption. Ceux-ci peuvent être facilement identifiés à basse température.

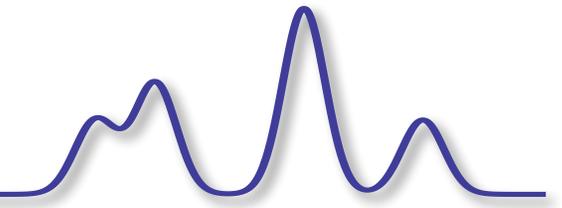


Semiconducteur à gap indirect

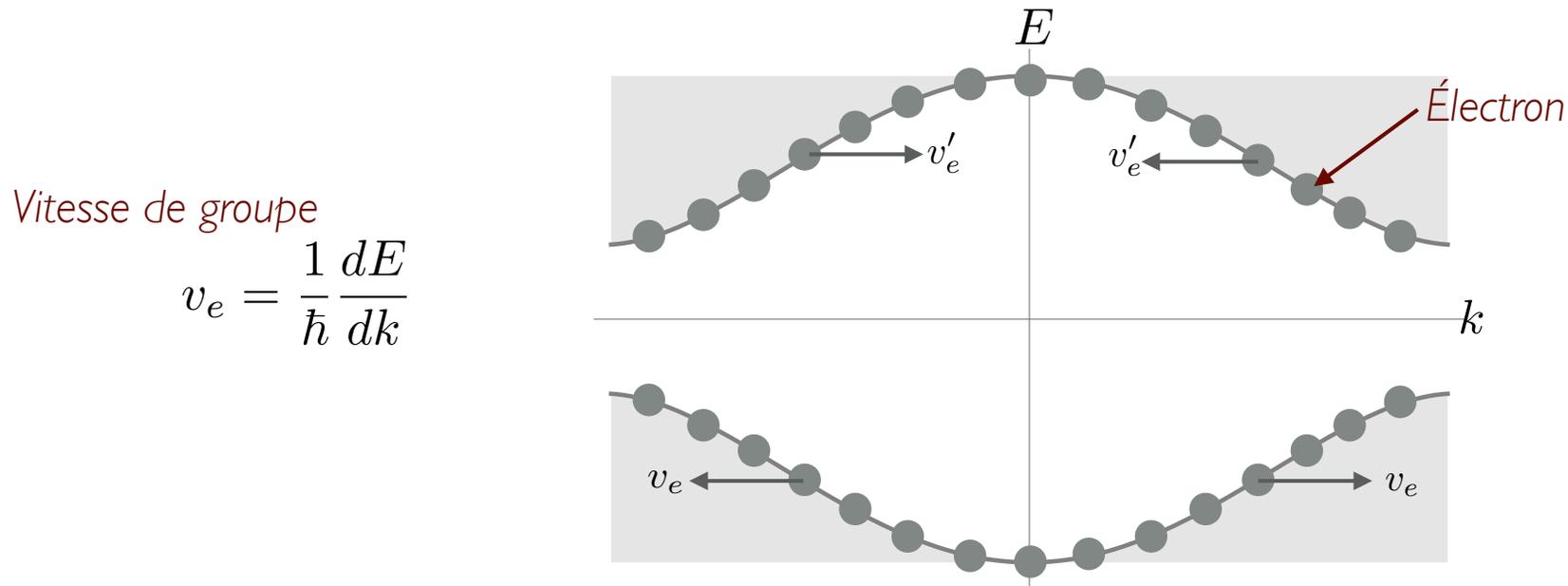
L'absorption du gap indirect est faible par rapport au premier gap direct, qui est souvent faible par rapport aux gaps de plus grandes énergies.



Les électrons dans une bande (complète)



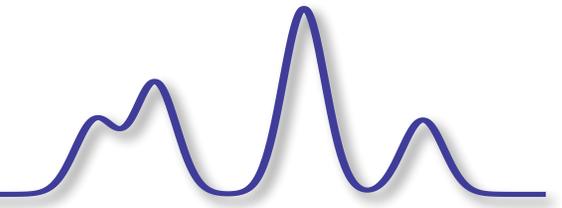
Avant de parler des trous, assurons-nous de comprendre le comportement des électrons dans une bande. Voici deux bandes remplies d'électrons.



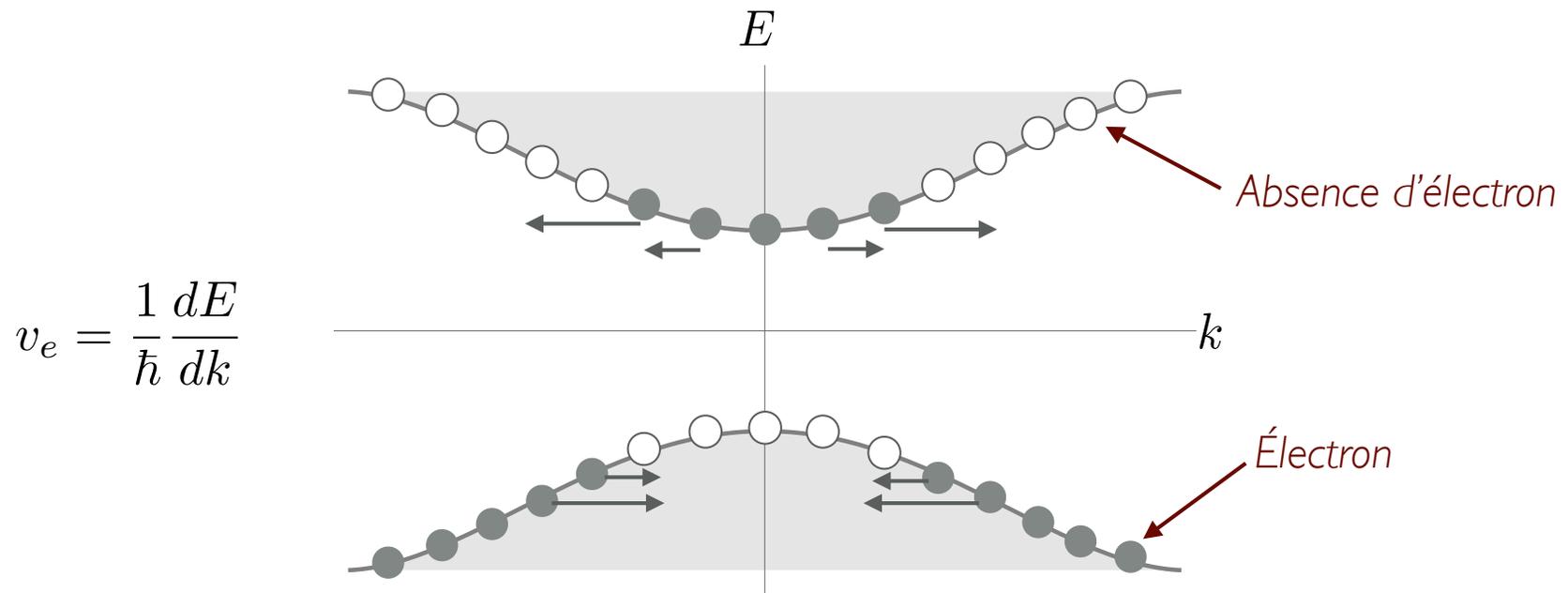
Une bande complètement remplie d'électron ne génère aucun courant net. $\sum_{\text{états}} \hbar \mathbf{k} = 0$

Tous les états \mathbf{k} d'une même bande

Les électrons dans une bande



Considérons maintenant une bande de conduction composée de quelques électrons provenant de la bande de valence (excitation thermique ou optique, injection électrique...)

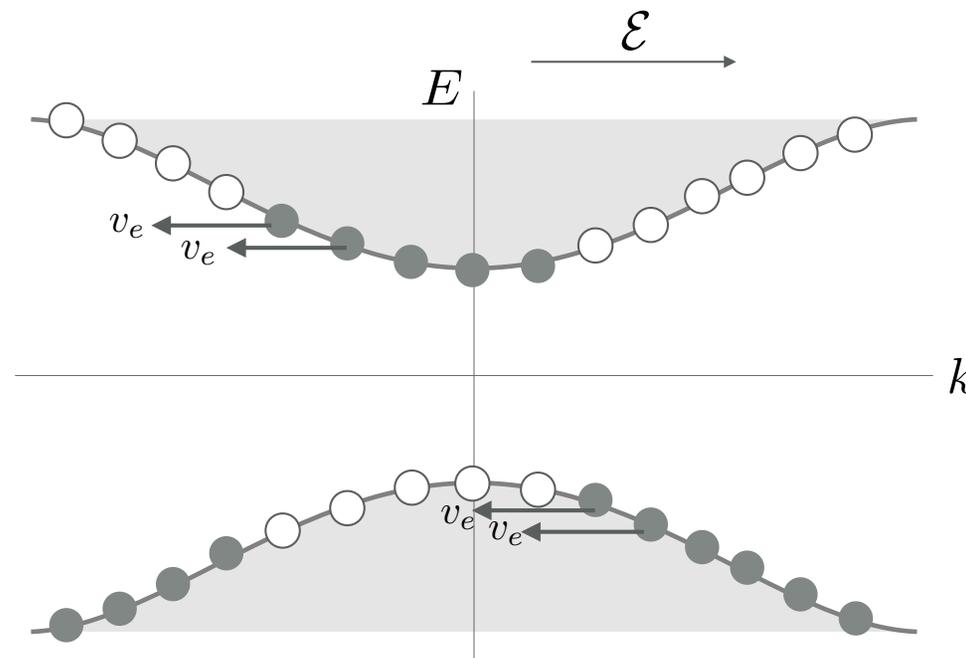


Il n'y a aucun courant net, car il y a une symétrie dans les états occupés: si un électron se déplace vers les $-k$, il y a un qui se déplace à la même vitesse vers les états $+k$.

Les électrons dans une bande sous champ E .

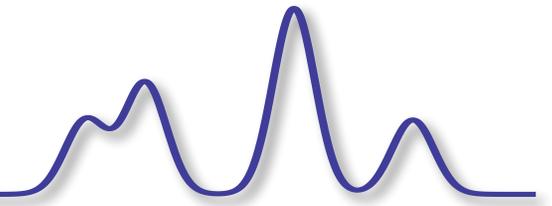
Ajoutons un champ électrique, $\frac{dk}{dt} = -\frac{e}{\hbar}\mathcal{E}$

$$v_e = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk}$$



Sous l'effet d'un champ électrique, les distributions d'états occupés et inoccupés se déplacent vers les nombres d'onde négatifs. Ils subissent une force et une accélération constante, mais les collisions font en sorte que la vitesse moyenne des électrons sature (très rapidement) et que le courant généré est constant (aucune oscillations).

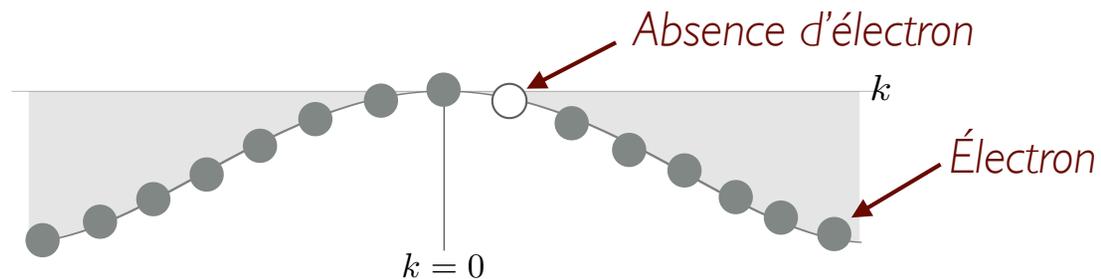
Les trous dans une bande de valence



Plutôt que de considérer de 10^{22} - 10^{23} électrons dans une bande de valence, il est plus simple conceptuellement de considérer les états électroniques inoccupés, dont la population est plutôt de l'ordre de 10^7 - 10^{14} . Ce qui nous amène au concept de trous.

Attention: L'absence d'un électron n'est pas un trou

Considérons une bande de valence pleine avec seulement un état inoccupé.



Un trou représente par définition le comportement collectif de tous les états occupés,

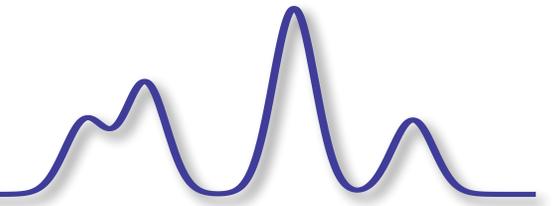
$$\hbar\mathbf{k}_h = \sum_{\text{é.}} \hbar\mathbf{k}_e = \sum_{\text{états}} \hbar\mathbf{k}_e - \hbar\mathbf{k}_{\text{a.e.}} = -\hbar\mathbf{k}_{\text{a.e.}}$$

Tous les états électroniques occupés

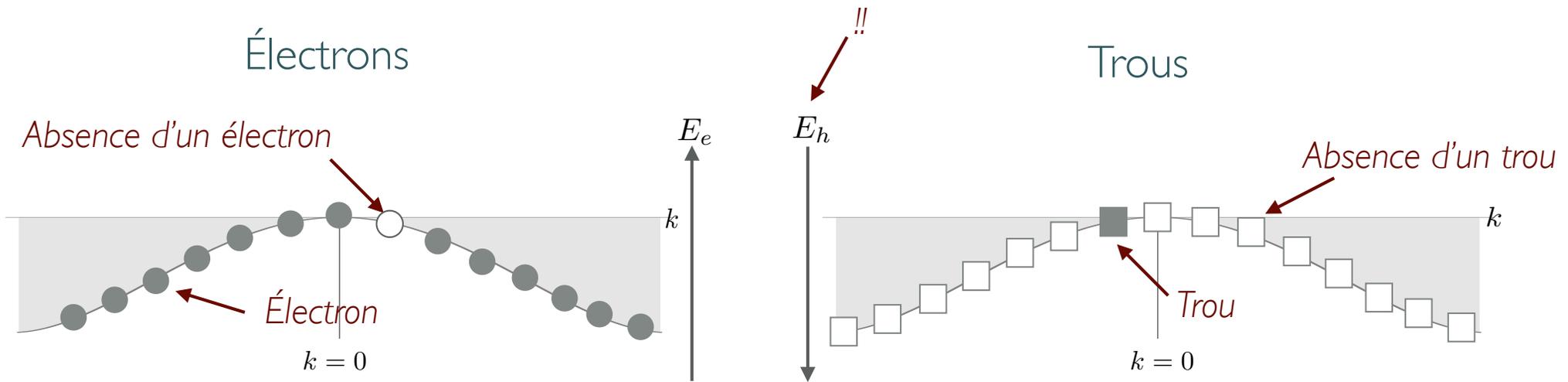
Tous les états électroniques de la bande

État électronique inoccupé (absence d'électron)

Les trous dans une bande de valence



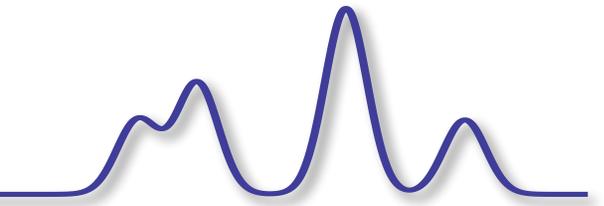
Ainsi, nous avons deux représentations pour une bande de valence,



Ces deux représentations sont équivalentes. On peut utiliser l'une ou l'autre, mais il ne faut pas utiliser les deux. Attention: l'absence d'un électron n'est pas un trou. Voici pourquoi?

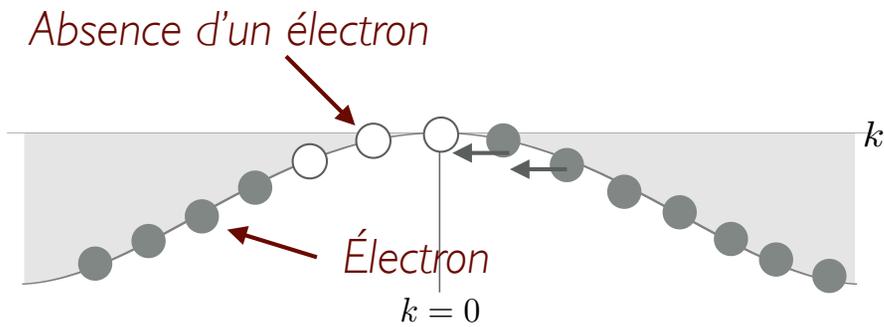
Propriété	Absence d'électron	Trou
Charge	$-e$	e
Nombre d'onde	$k_{a.e.}$	$-k_h$
Spin	$\sigma_{a.e.}$	$-\sigma_h$
Masse	$m = m_{a.e.} < 0$	$m = -m_{a.e.} > 0$

Les trous dans une bande de valence



Sous l'effet d'un champ électrique,

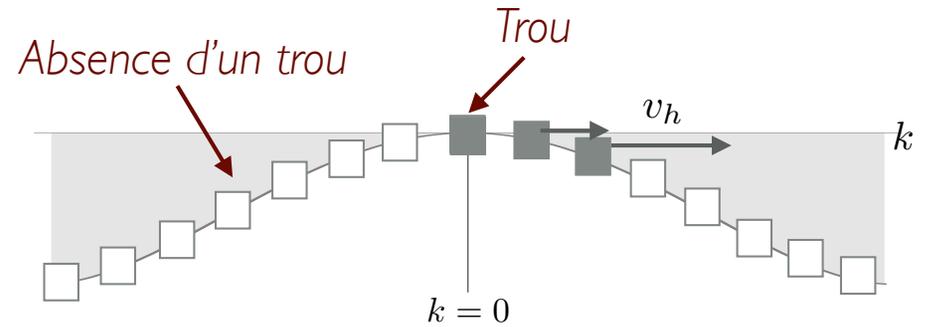
Électrons



$$v_e = v_{a.e.} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_v(k)}{\partial k} \leftarrow \text{"valence"}$$

$$\frac{dk_{a.e.}}{dt} = \frac{-e}{\hbar} \mathcal{E}$$

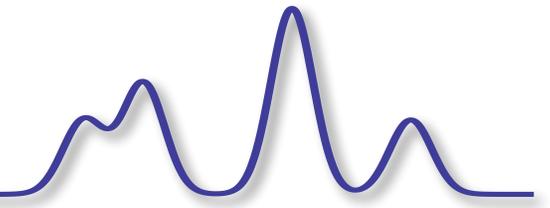
Trous



$$v_h = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_h(k)}{\partial k} \leftarrow \text{"trou"}$$

$$\frac{dk_h}{dt} = \frac{e}{\hbar} \mathcal{E}$$

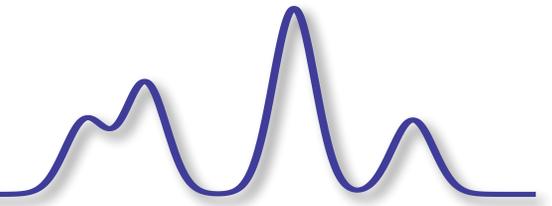
Les trous dans une bande de valence



Sommaire

- Un trou représente le comportement collectif d'une bande complète où un électron est absent. De façon similaire, deux trous représentent...
- Si un électron ($q=-e$) de masse $m_e < 0$ est manquant dans l'état $-E_{ae}(k_{ae})$, le trou correspondant à cette bande aura une masse $m_h = -m_e$ et une énergie $-E_h$ et un nombre d'onde $-k_h$.
- La vitesse d'un trou est égale à la vitesse de l'électron manquant.
- Pour une bande donnée, il est possible d'utiliser le concept d'électron ou de trou, mais jamais les deux.

Excitons

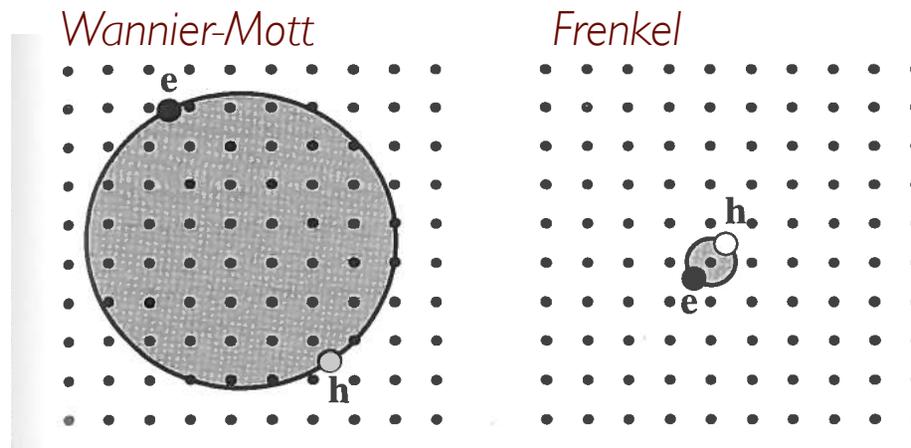


Un électron et un trou dans une même région de l'espace interagissent pour former un **exciton**. Un exciton est une excitation ayant un temps de vie limité, mais dont les effets sur les propriétés optiques sont importants

Il existe deux types d'excitons:

-**Exciton de Wannier-Mott**: exciton pouvant facilement se déplacer. On retrouve cet exciton dans les semi-conducteurs.

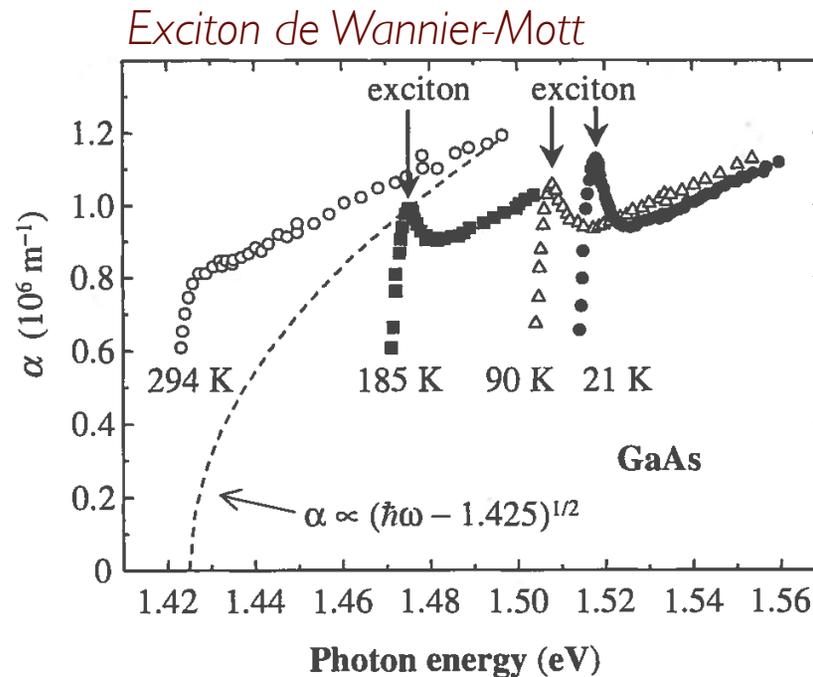
-**Exciton de Frenkel**: exciton fortement lié, dont la mobilité est faible. On retrouve cet exciton dans les matériaux à grand gaps, les isolants et les matériaux organiques.



Condition nécessaire à l'existence d'excitons

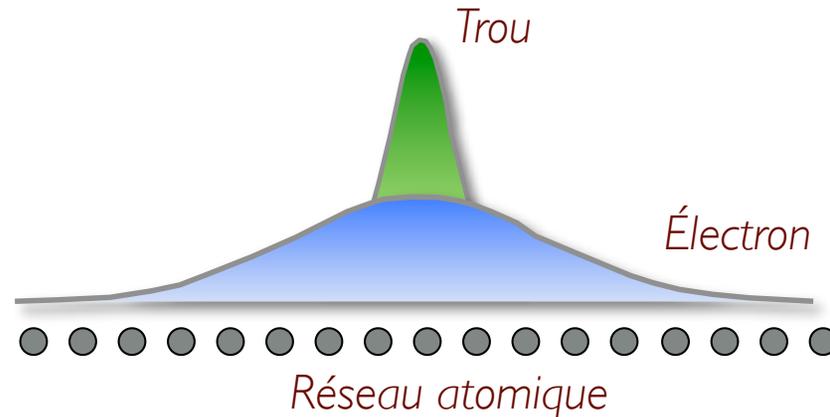
L'exciton n'existe que si la température du cristal est inférieure à l'énergie de liaison de l'exciton.

-**Exciton de Wannier-Mott**: l'énergie de liaison étant relativement faible (~ 10 meV), ils ne sont notables qu'à basse température ($k_b T < 10$ meV).



-**Exciton de Frenkel**: ils sont stables à température ambiante ($k_b T = 26$ meV), car l'énergie de liaison est élevée (environ de 0.1 à 1 eV) par rapport à l'énergie thermique.

Excitons de Wannier-Mott

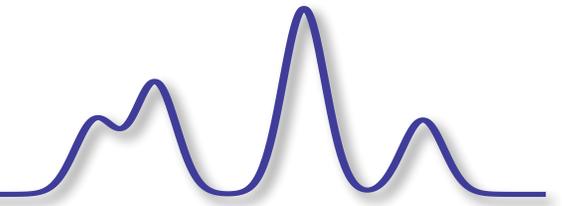


Étant donné que les fonctions d'onde des deux porteurs s'étendent sur plusieurs mailles du réseau, on associe à l'électron et au trou des masses effectives et on normalise leur interaction par la constante diélectrique du milieu environnant.

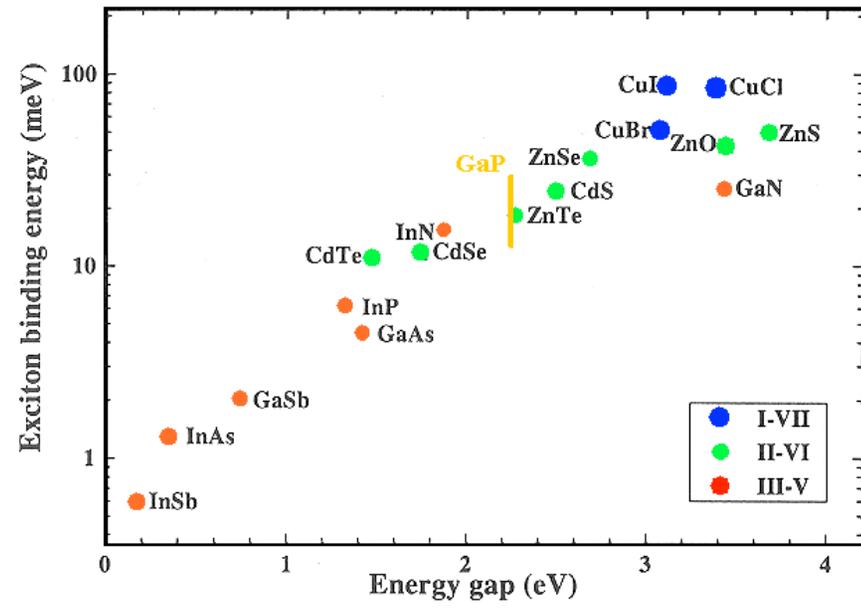
Dans ces conditions, le modèle de Bohr s'applique et on a,

$$E_n = -\frac{\mu}{m_e} \frac{1}{\epsilon_r^2} \frac{R_H}{n^2} \quad \text{où} \quad R_H = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2}$$

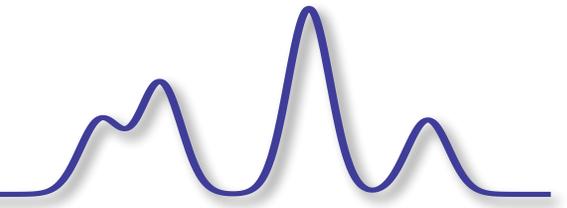
Énergies de liaisons des excitons (W-M)



Legend:							
	nonmetals						
	halogens						
	noble gases						
	unknown elements						
	radioactive elements have masses in parentheses						
11	12	13	14	15	16	17	18
63.546 785.1 1.90 29 Cu Copper [Ar]3d ¹⁰ 4s ¹	65.38 96.4 1.85 30 Zn Zinc [Ar]3d ¹⁰ 4s ²	69.723 578.8 1.81 31 Ga Gallium [Ar]3d ¹⁰ 4s ² 4p ¹	72.64 702.9 2.01 32 Ge Germanium [Ar]3d ¹⁰ 4s ² 4p ²	74.92160 947.0 2.10 33 As Arsenic [Ar]3d ¹⁰ 4s ² 4p ³	78.96 941.0 2.55 34 Se Selenium [Ar]3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁴	79.904 1139.9 2.96 35 Br Bromine [Ar]3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁵	83.798 1359.0 3.00 36 Kr Krypton [Ar]3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶
107.8662 719.0 1.93 47 Ag Silver [Kr]4d ¹⁰ 5s ¹	112.411 873.0 1.90 48 Cd Cadmium [Kr]4d ¹⁰ 5s ²	114.818 589.3 1.78 49 In Indium [Kr]4d ¹⁰ 5s ² 5p ¹	118.710 705.0 1.96 50 Sn Tin [Kr]4d ¹⁰ 5s ² 5p ²	121.760 854.0 2.00 51 Sb Antimony [Kr]4d ¹⁰ 5s ² 5p ³	127.60 869.3 2.10 52 Te Tellurium [Kr]4d ¹⁰ 5s ² 5p ⁴	126.9044 1009.4 2.68 53 I Iodine [Kr]4d ¹⁰ 5s ² 5p ⁵	131.293 1179.0 2.80 54 Xe Xenon [Kr]4d ¹⁰ 5s ² 5p ⁶
196.9665 896.1 2.54 79 Au Gold [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s ¹	200.59 1097.1 2.80 80 Hg Mercury [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s ²	204.3833 589.4 1.62 81 Tl Thallium [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s ² 6p ¹	207.2 715.6 2.33 82 Pb Lead [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s ² 6p ²	208.9804 703.0 2.02 83 Bi Bismuth [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s ² 6p ³	(210) 800.0 2.20 84 Po Polonium [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s ² 6p ⁴	(210) 812.1 2.00 85 At Astatine [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s ² 6p ⁵	(220) 1037.0 86 Rn Radon [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s ² 6p ⁶



Excitons de Rydberg dans le Cu_2O (W-M)



Energie de liaison: ~ 100 meV
Bande interdite: ~ 2.2 eV

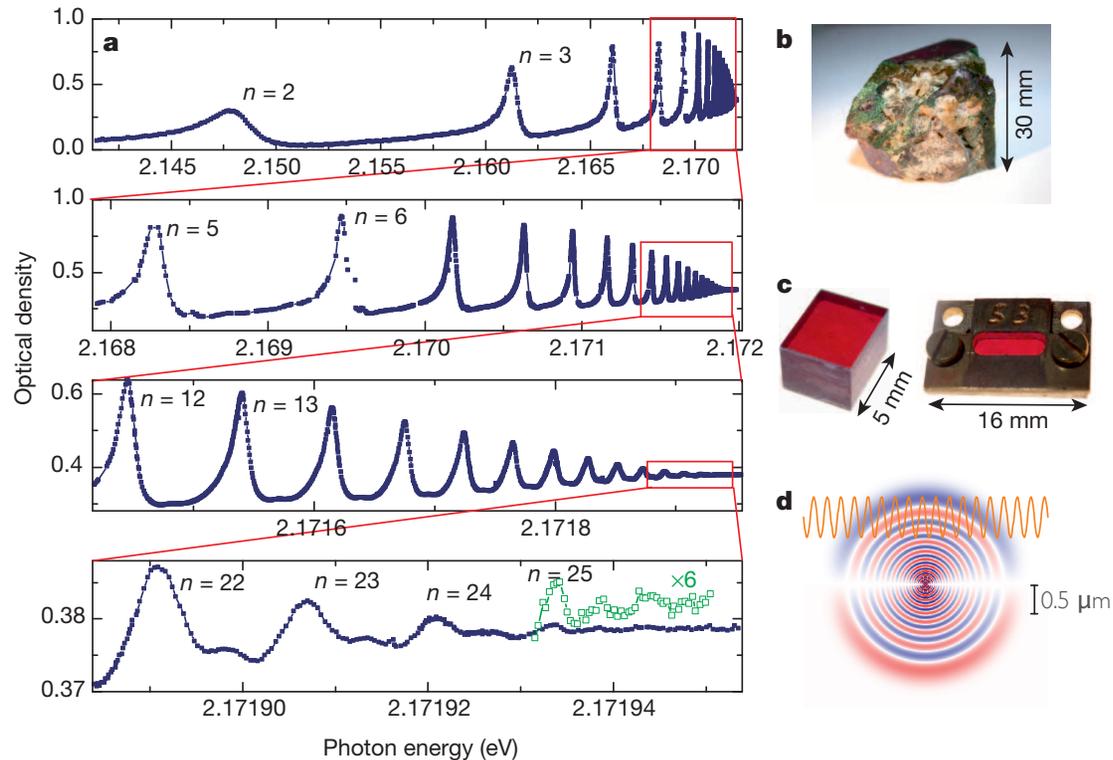
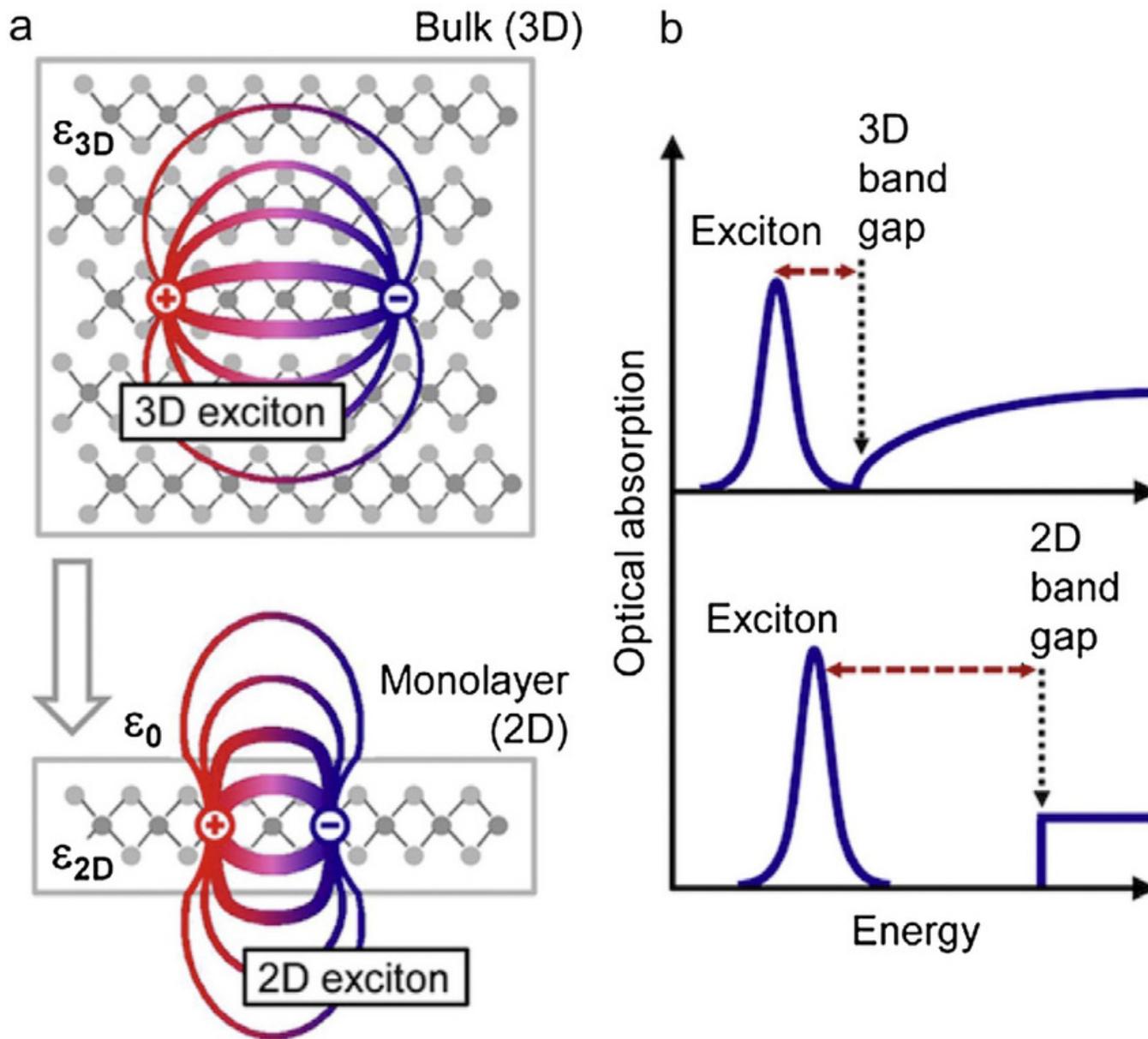
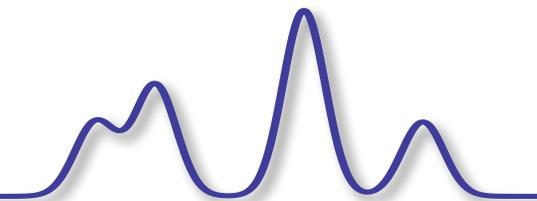


Figure 1 | High-resolution absorption spectra of yellow P excitons in Cu_2O . **a**, Spectra are measured with a single-frequency laser on a natural sample of thickness $34 \mu\text{m}$ at 1.2 K. Peaks correspond to resonances with different principal quantum number n . The panels below show close-ups of the areas marked by rectangles in each panel above. **b**, Photograph of the natural Cu_2O

crystal from which samples of different size and crystal orientation were cut. **c**, A large crystal and a thin crystal mounted strain-free in a brass holder. **d**, Wavefunction of the P exciton with $n = 25$. To visualize the giant extension, the corresponding light wavelength is shown as the period of the sine function. The bar corresponds to the extension of $1,000$ lattice constants.

Énergies de liaisons des excitons: 3D vs 2D



Énergies de liaisons des excitons (2D)

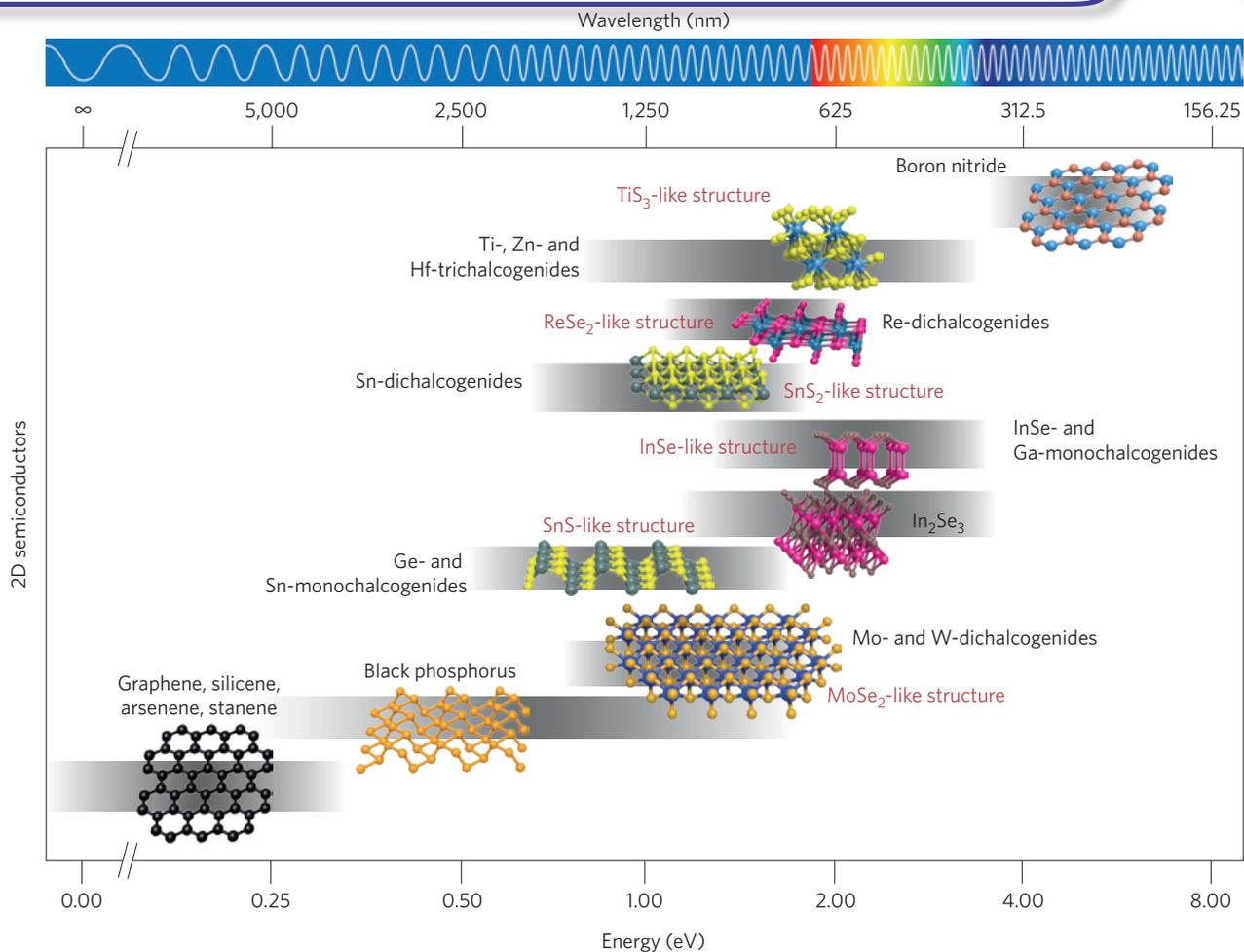


Table 1 | Summary of properties of different 2D semiconductors relevant for optoelectronics and photonics applications.

Material	Mobility ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	Bandgap	Exciton binding energy (meV)	Plasma frequency	Observed phenomena
MoS ₂	1-100 (ref. 4)	1.3-1.9 eV (refs 2,3)	~400 (refs 34,35)	~25 meV (ref. 36)	Charged excitons (trions) ⁸ Valley polarization ⁹⁻¹¹ Strong spin-orbit interaction Quantum confinement ^{2,3}
Black phosphorus	100-1,000 (ref. 21)	0.3-1.5 eV (refs 22,37)	~400 (ref. 37)	~400 meV (ref. 38)	Anisotropic photoluminescence ²⁵ Quantum confinement
Hexagonal boron nitride	-	5.9 eV (ref. 39)	~150 (ref. 39)	~8 eV (ref. 40)	Hyperbolic material ^{17,18} Confined phonon-polariton modes ^{19,20}
Silicene	100 (ref. 33)	2 meV (ref. 29)	-	-	Fairly unexplored ²⁸

Dash (-) indicates no data are available.

Absorption d'un exciton (W-M)

Les excitons de Wannier-Mott sont typiquement observés dans les semi-conducteurs à gap direct.

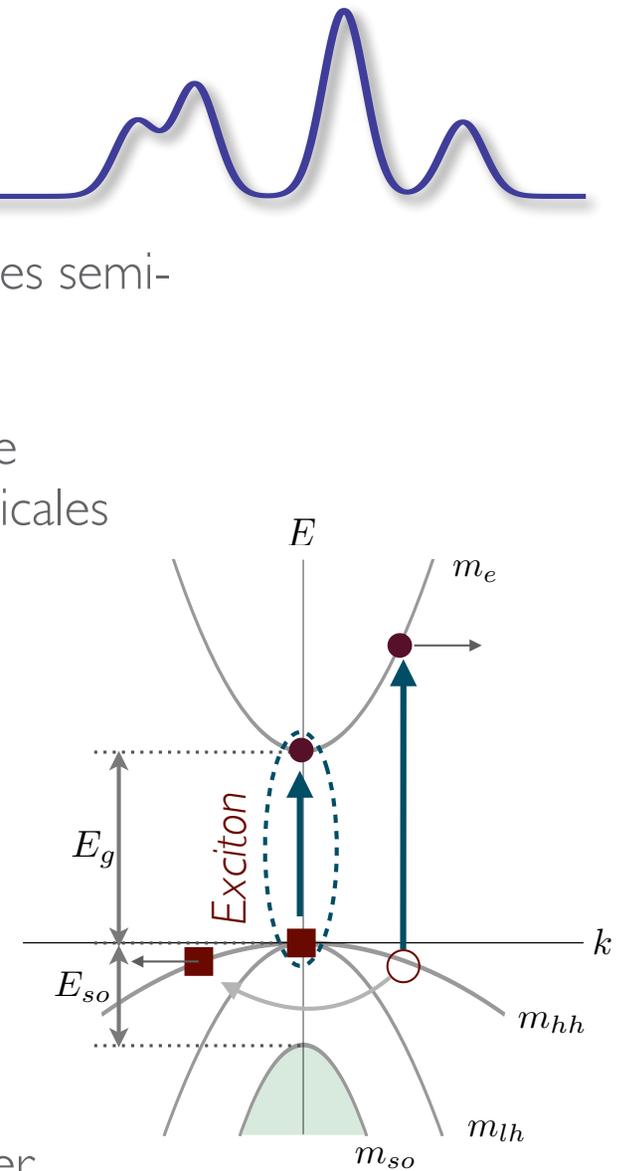
La promotion d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction conserve la quantité de mouvement (transitions verticales seulement).

Pour générer un exciton, il faut que les vitesses de groupe de l'électron et du trou soient les mêmes,

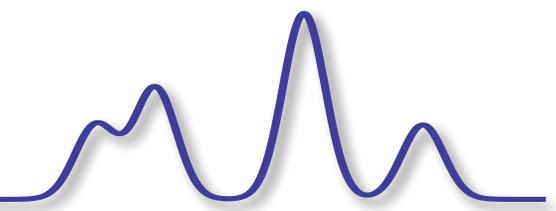
$$v_e = v_h \quad \text{où}$$
$$v_e = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_c(k)}{\partial k}$$
$$v_h = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_h(k)}{\partial k_h}$$

Comme les vitesses sont différentes, l'absorption ne peut générer des excitons qu'en $k=0$ seulement avec une quantité de mouvement associée au centre de masse égale à zéro, $K_X=0$.

À $K_X \neq 0$, il a y absorption, mais l'exciton est immédiatement dissocié .

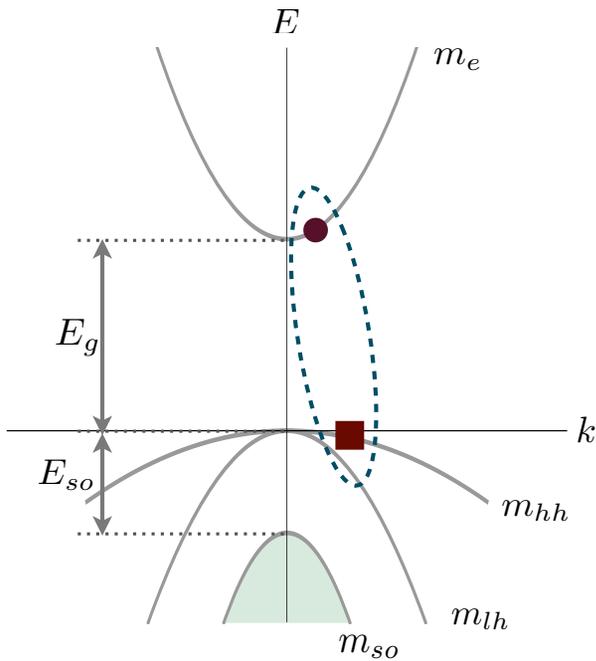


Courbes de dispersion (W-M)

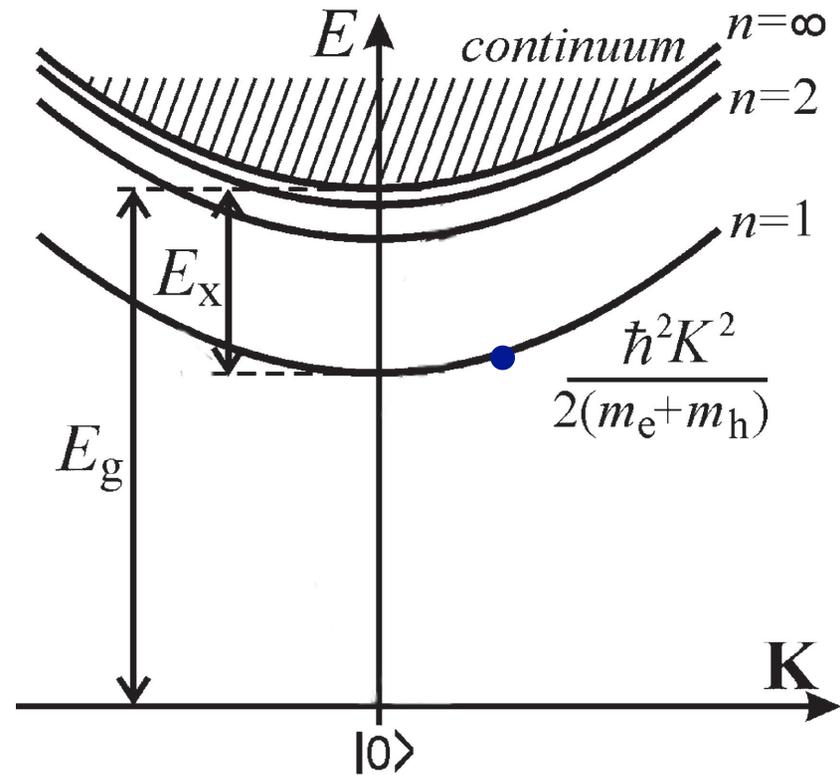


Une fois créé, l'exciton peut acquérir de l'énergie cinétique et se déplacer dans le réseau.

Structure de bande électronique
(particules indépendantes)



Structure de bande excitonique
(comportement corrélé)

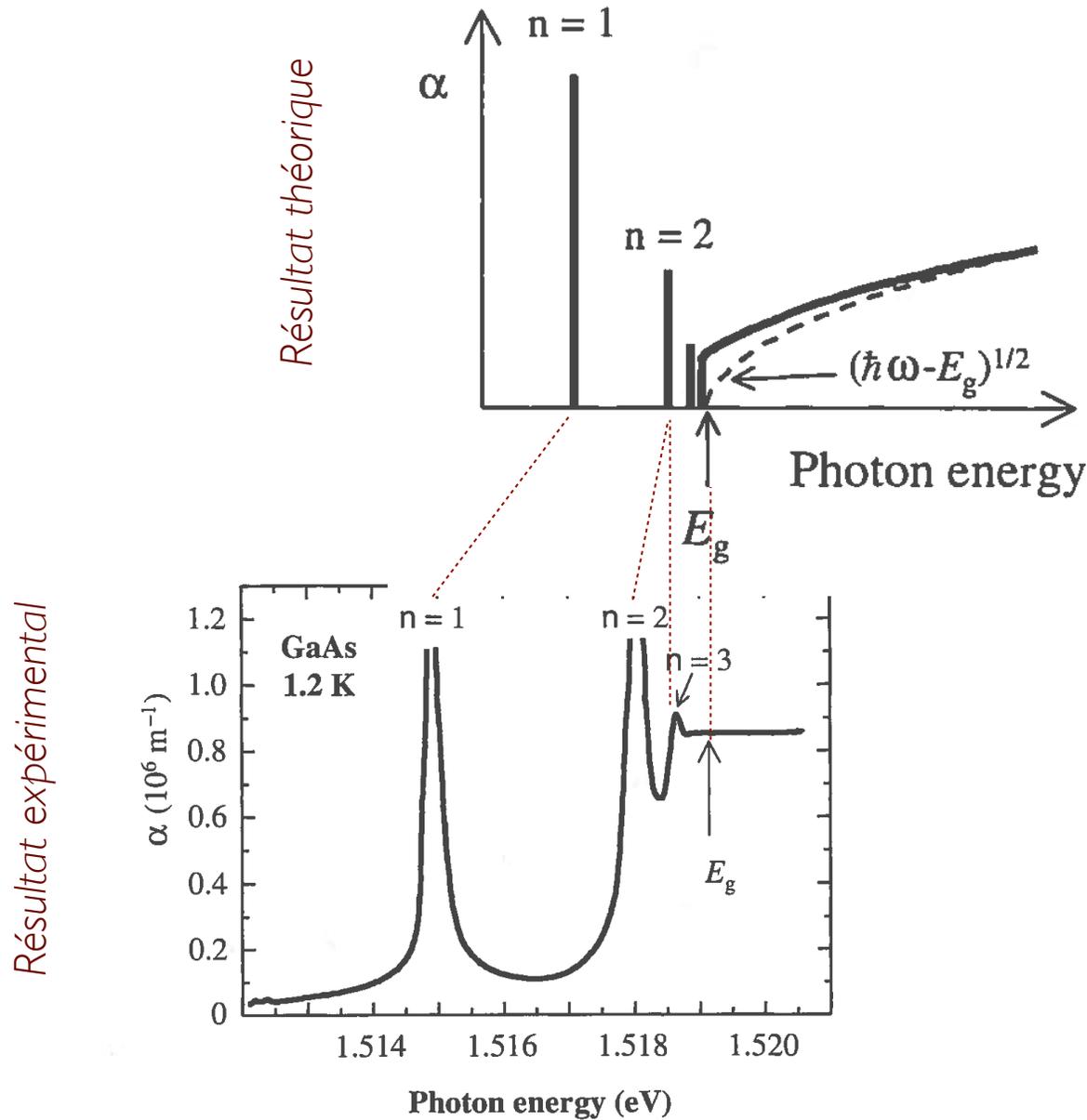


$$v_e = v_h \text{ implique } \frac{k_e}{m_e^*} = \frac{k_h}{m_h^*}$$

$$E_x(\mathbf{K}) = E_g - \frac{\mu}{m_0} \frac{1}{\epsilon_r^2} \frac{R_H}{n^2} + \frac{\hbar^2 K^2}{2(m_e + m_h)}$$

Énergie du gap
Énergie de liaison
Énergie du centre de masse

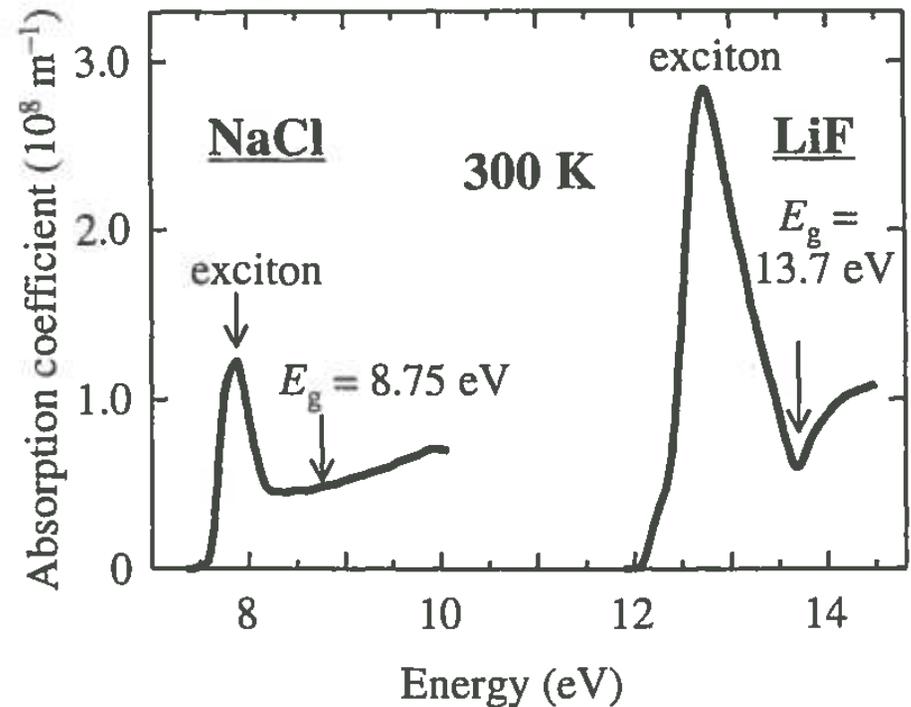
Absorption d'un exciton (W-M)



Absorption d'un exciton (Frenkel)

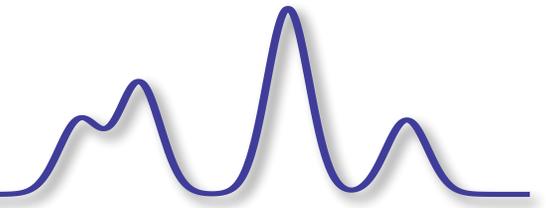
Les excitons de Frenkel possèdent un très petit rayon et une grande énergie de liaison. Ils peuvent être considérés comme une excitation propre à un atome ou à une molécule, car l'étendue des fonctions d'onde est faible.

Matériau	E_g (eV)	$E_{X,I}$ (eV)	E_{liaison} (eV)
KI	6.3	5.9	0.4
KBr	7.4	6.7	0.7
KCl	8.7	7.8	0.9
KF	10.8	9.9	0.9
NaI	5.9	5.6	0.3
NaBr	7.1	6.7	0.4
NaCl	8.8	7.9	0.9
NaF	11.5	10.7	0.8
CsF	9.8	9.3	0.5
RbF	10.3	9.5	0.8
LiF	13.7	12.8	1.9



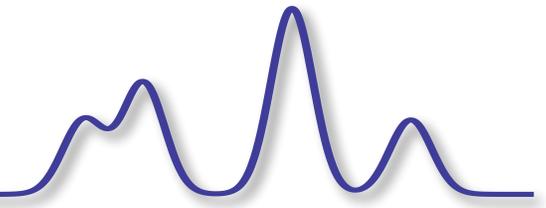
Ils sont stables à 300 K et peuvent se déplacer dans le solide avec une faible mobilité. Il n'existe pas de modèle théorique simple traitant des excitons de Frenkel.

Où retrouve-t-on des excitons?



<https://www.youtube.com/watch?v=P-3we8Dd76M>

Photosynthèse



La photosynthèse est la source principale d'énergie pour toutes les espèces vivantes. Cette énergie est utilisée pour synthétiser des molécules organiques à partir du CO₂ atmosphérique.

De l'énergie solaire atteignant la terre:

~ 1/3 est réfléchi et retourne dans l'espace

~ 2/3 est absorbée et dissipée en énergie thermique

1% est convertie en énergie chimique par photosynthèse.

La conversion de l'énergie solaire en énergie chimique prend la forme suivante:

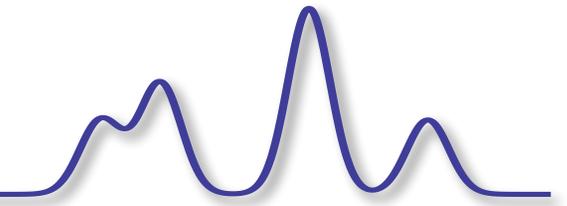


*Hexose: sucre simple ayant
6 atomes de carbone*

Cette réaction permet de fixer sous une forme solide 10¹¹ tonnes de CO₂ par année. L'inverse de cette réaction correspond à la respiration cellulaire qui est la principale source d'énergie pour les organismes vivants.

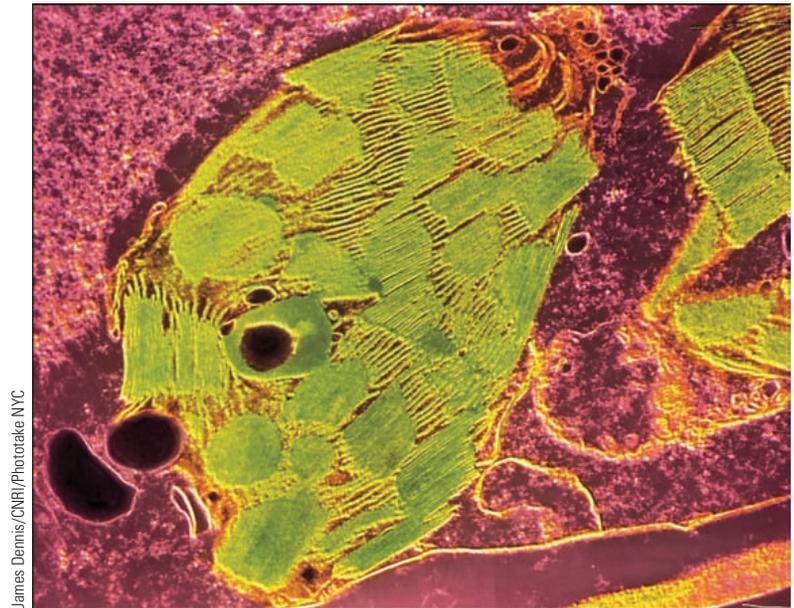
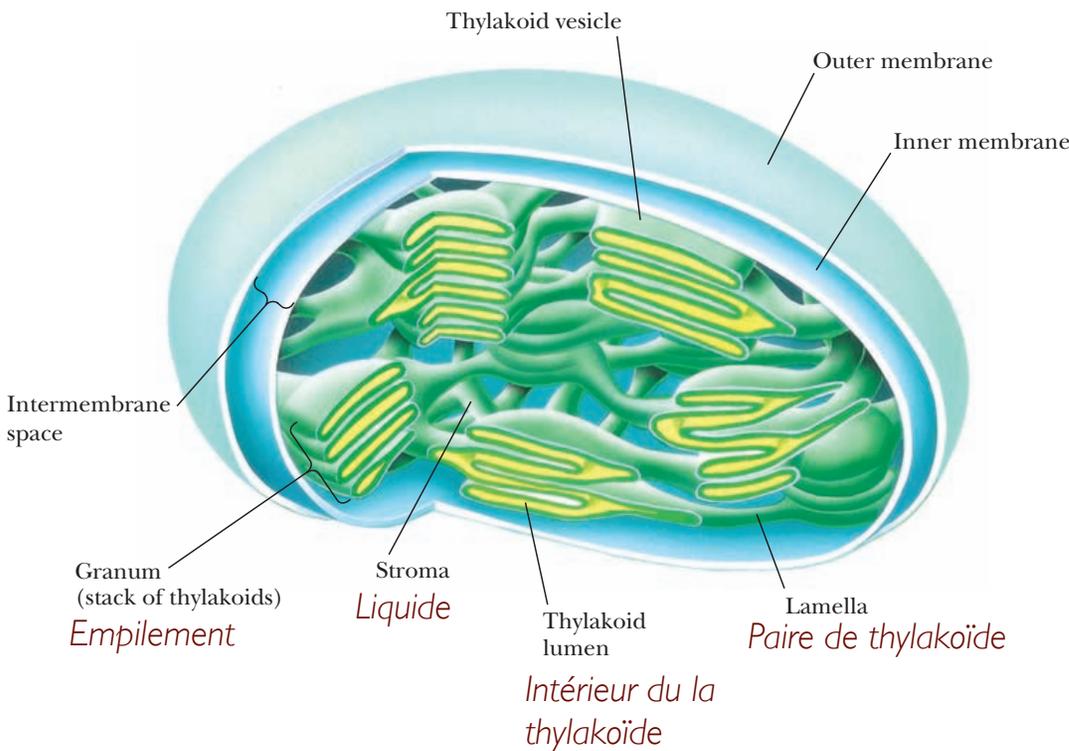


Photosynthèse: les chloroplasts



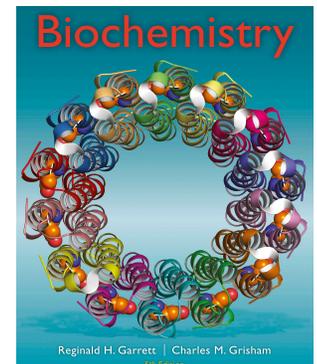
La photosynthèse se produit principalement dans les chloroplastes, où on retrouve les molécules de chlorophylle dans la **membrane de la thylakoïde**.

Groupe



James Dennis/CNRI/Phototake NYC

Microscopie électronique



Photosynthèse: la chlorophylle

La chlorophylle est une molécule formée d'une structure plane (en vert) auquel est lié un alcool (phytol). La structure plane est formée de 4 pyrroles (C_4H_4NH) directement liés à un atome de magnésium.

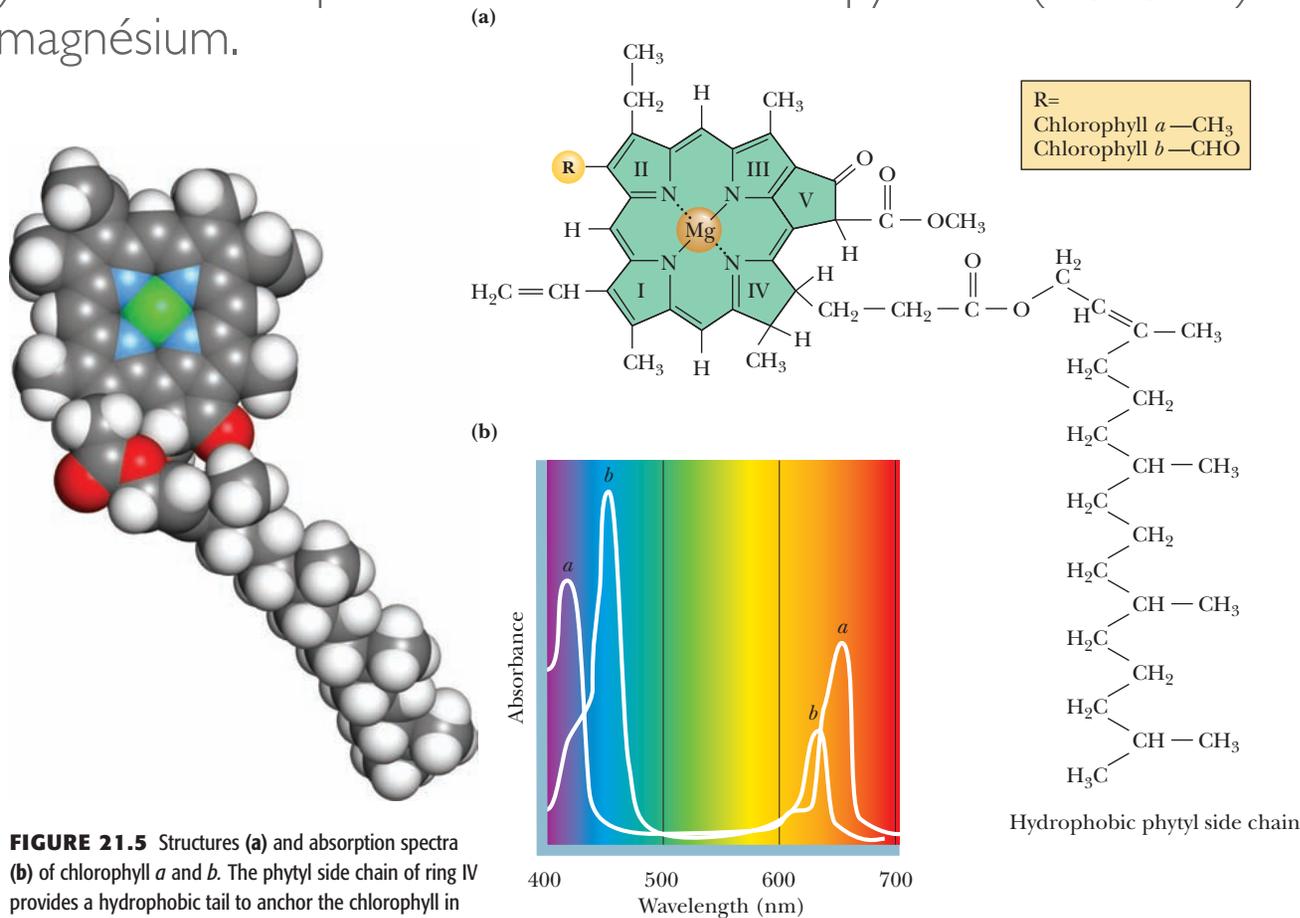
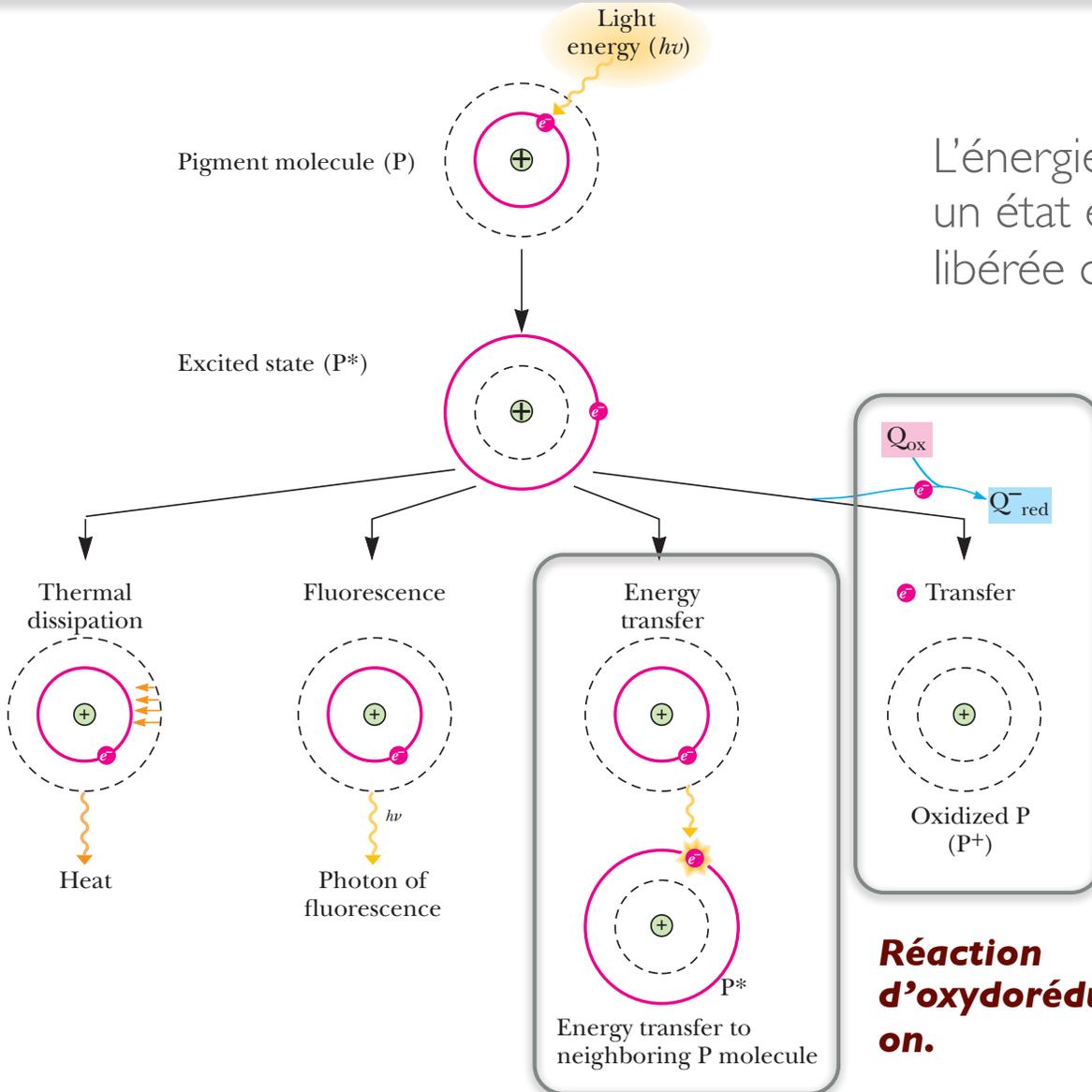
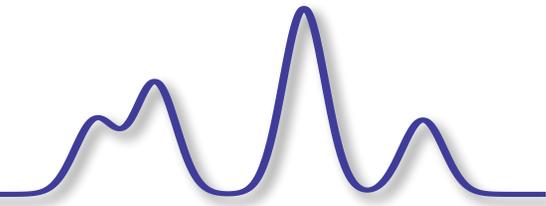


FIGURE 21.5 Structures (a) and absorption spectra (b) of chlorophyll *a* and *b*. The phytyl side chain of ring IV provides a hydrophobic tail to anchor the chlorophyll in membrane protein complexes.

La structure plane est aromatique: elle possède des électrons pi délocalisés. Ces électrons sont excités par la lumière dans des orbitales supérieures, ce qui leur permet de participer à des réactions d'oxydo-réduction (oxydation de l'eau et réduction du carbone).

Photosynthèse: transfert et conversion

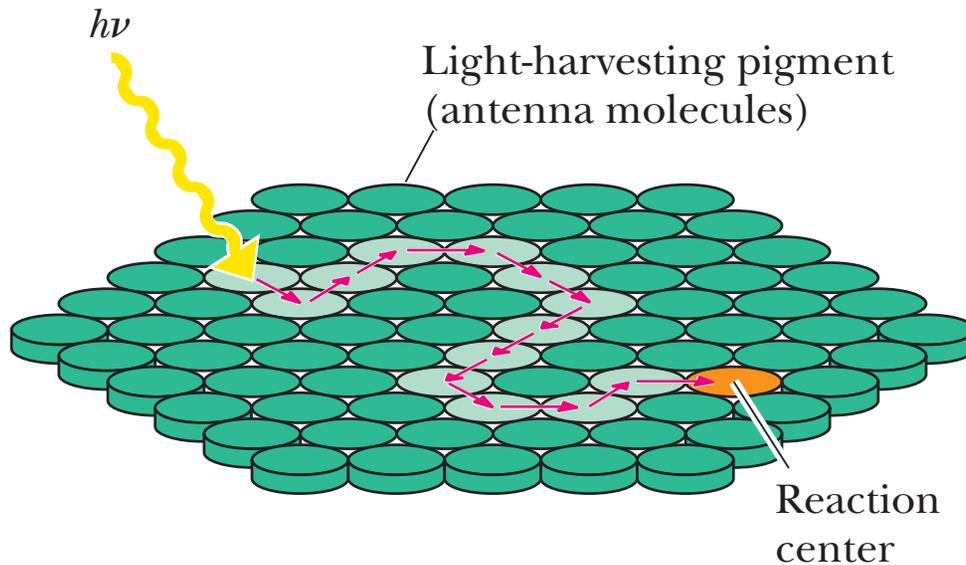


L'énergie absorbée place la molécule dans un état excité. Cette énergie peut être libérée de plusieurs façons.

Réaction d'oxydoréduction.

Transfert de l'exciton par transfert résonant de Förster

Photosynthèse: transfert d'énergie

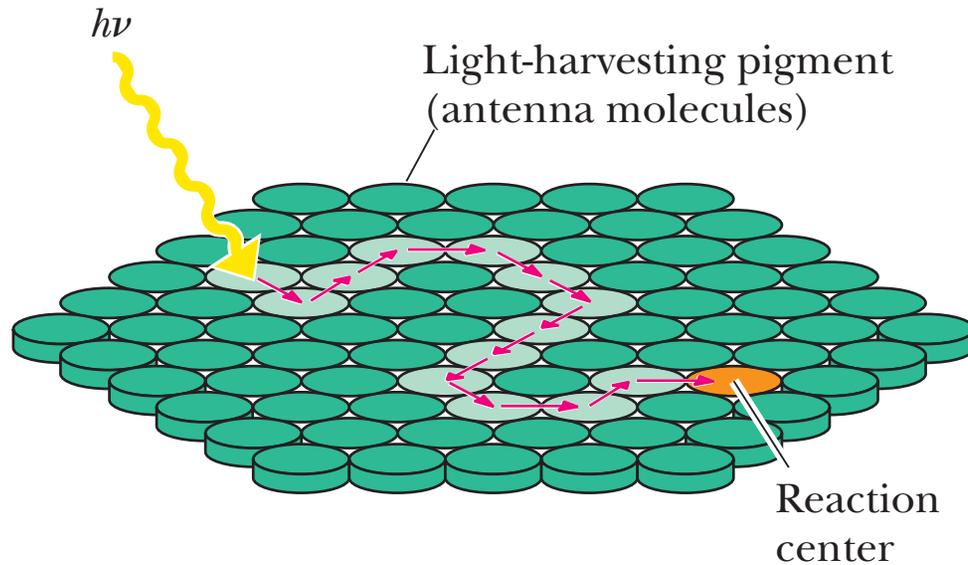


Pour 2400 molécules de Chlorophylle, seulement une est chimiquement active. Il s'agit du centre de réaction.

La chlorophylle joue trois rôles:

- 1) Elle absorbe la lumière; un exciton de Frenkel est généré.
- 2) Elle assiste le transport de cet exciton vers le centre de réaction par transfert résonant de Förster.
- 3) Elle participe à la réaction d'oxydoréduction

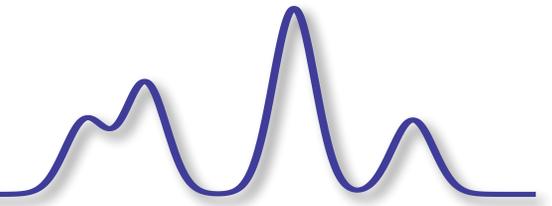
Photosynthèse: transfert résonant de Förster



Il s'agit d'un mécanisme de transfert d'énergie entre deux dipôles. Ici, aucun photon n'est échangé.

R2

Luminescence

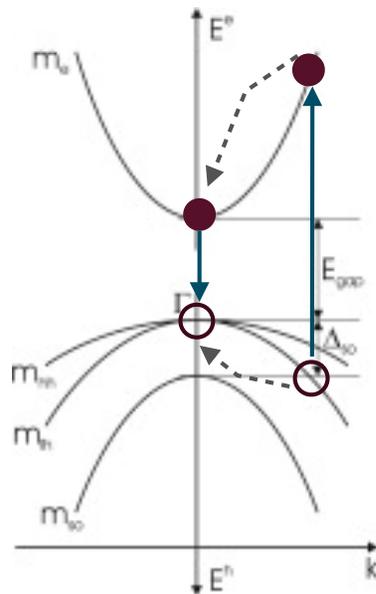


Un atome excité émettra par émission spontanée afin de minimiser l'énergie de ses électrons. Dans un solide, ce processus se nomme luminescence.

La luminescence peut être induite par plusieurs mécanismes, les plus importants sont les suivants:

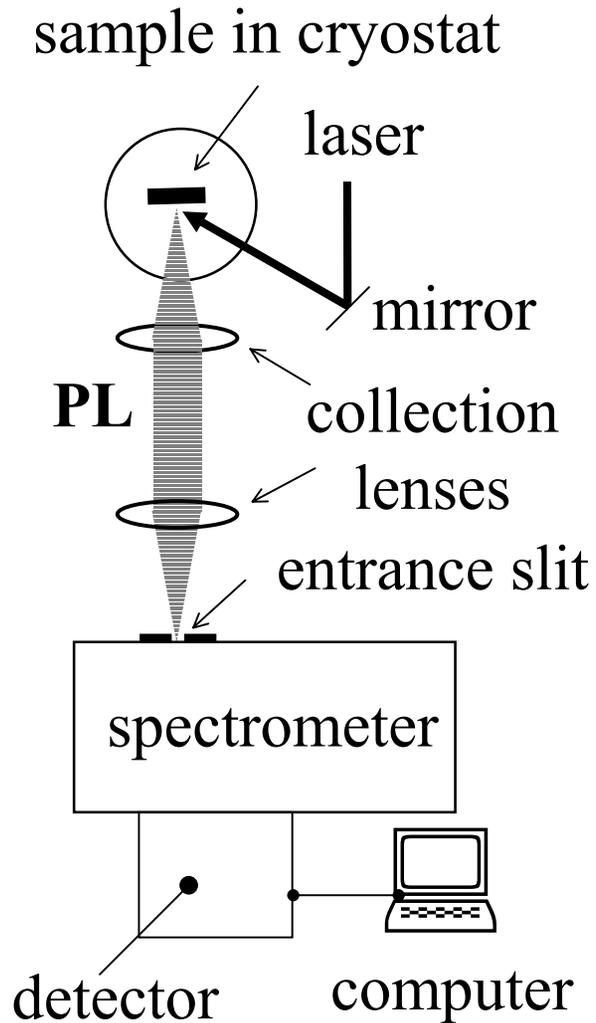
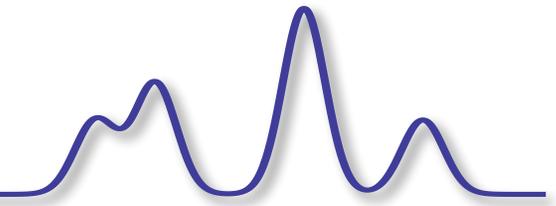
- Photoluminescence:** Émission suivant l'absorption d'un photon;
- Électroluminescence:** Émission produite par l'injection d'un courant.

La luminescence est un phénomène riche et plus complexe que l'absorption, car elle fait intervenir les processus de relaxation des porteurs.



- a) *excitation par l'absorption d'un photon (très rapide)*
- b) *relaxation ou thermalisation de l'électron et du trou (fs à ps)*
- c) *recombinaison électron-trou*
 - *émission radiative (ns à μ s)*
 - *émission non- radiative (ps à ms)*

Montage expérimental



Photoluminescence

- Laser CW (continuous wave = intensité continue dans le temps)
- Balayage de la longueur d'onde à l'aide du spectromètre

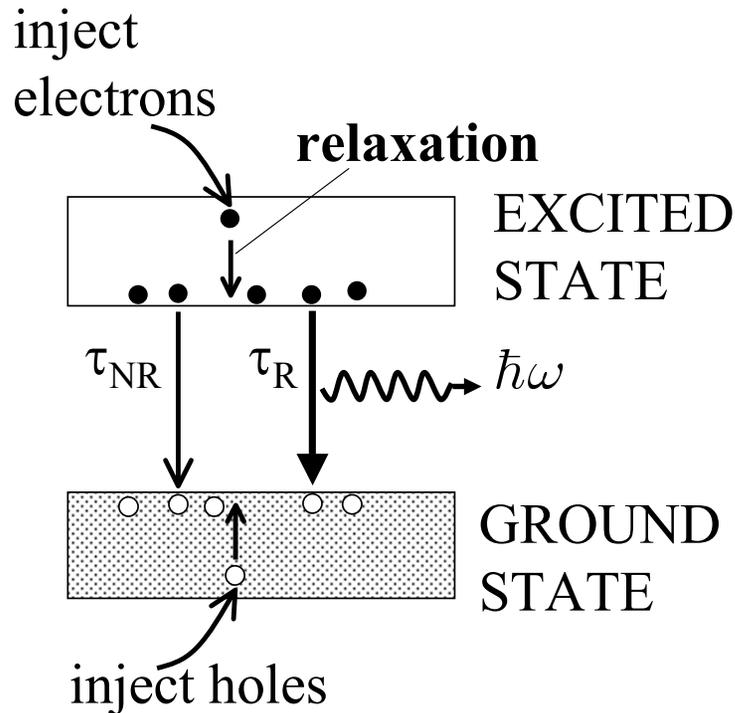
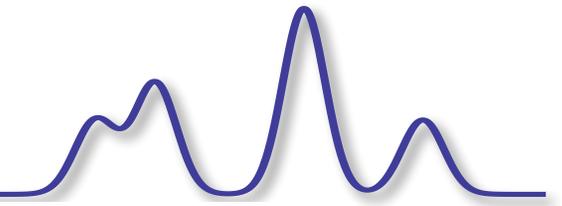
Photoluminescence résolue dans le temps

- Laser à impulsion
- Détecteur rapide

Balayage de l'excitation (similaire à l'absorption)

- Détection de la PL à une énergie donnée
- Balayage de la fréquence du laser.
- Mesure de l'intensité de la PL en fonction de la fréquence du laser

Efficacité quantique



η_R = radiative quantum efficiency
= $\frac{\text{radiative transition rate}}{\text{total transition rate}}$

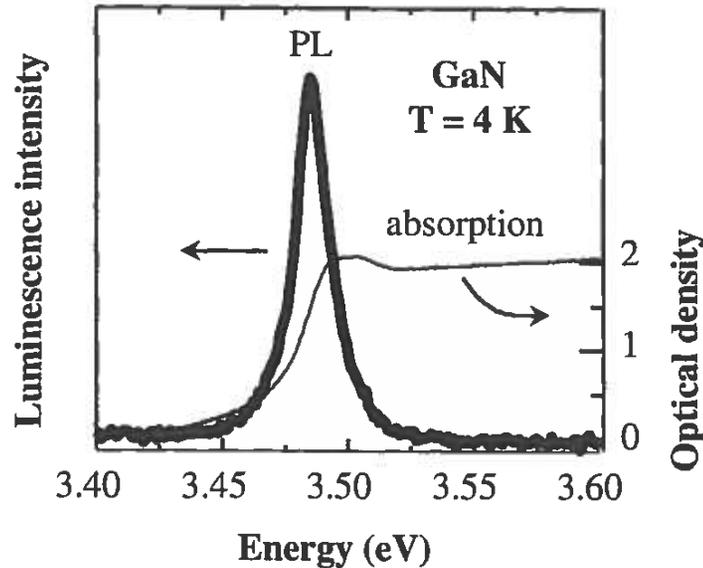
$$\eta_R = \frac{1}{1 + \tau_R / \tau_{NR}}$$

- Radiative transition rate determined by Einstein A -coefficient
- $\tau_R = A^{-1}$
- τ_{NR} determined by phonon population, number of traps etc

En fonction de la température, le taux radiatif est constant alors que le taux non radiatif peut varier considérablement, car les processus non radiatifs sont souvent thermiquement activés. Ainsi, l'efficacité quantique augmente à basse température.

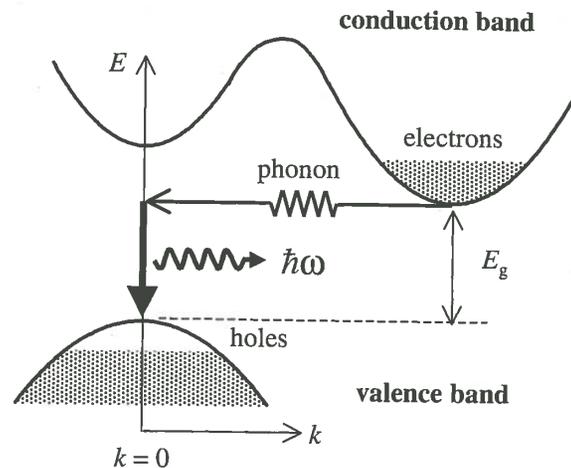
Luminescence interbandde

Semi-conducteur à gap direct



Temps de vie radiatif très courts (< 10 ns).

Semi-conducteur à gap indirect



Processus de 2e ordre, l'efficacité quantique est faible. Temps de vie radiatif très long ($> 10^{-4}$ s).

Luminescence interbandde

La luminescence interbandde est le mécanisme de désexcitation principal dans les semi-conducteurs à gap direct.

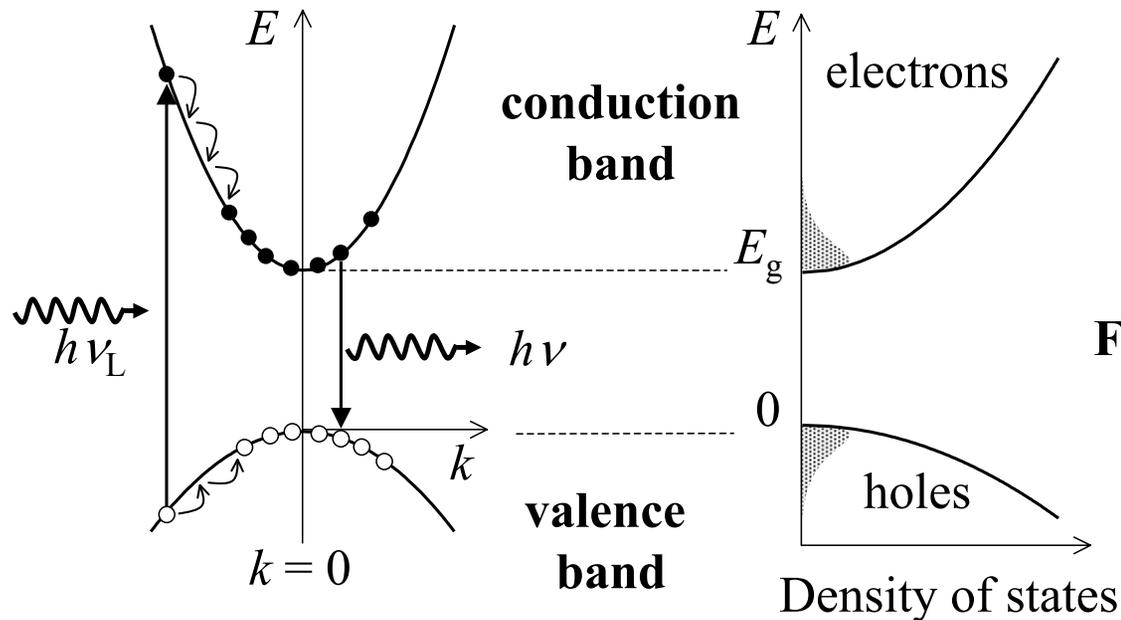


Figure 5.5

- Excite using laser with photon energy $> E_g$
- electrons and holes relax to the bottom of their bands
- thermal distributions formed according to **statistical mechanics**
- emission from E_g to top of carrier distributions

Le profil de la raie d'émission est calculé en laboratoire.

Luminescence interbande

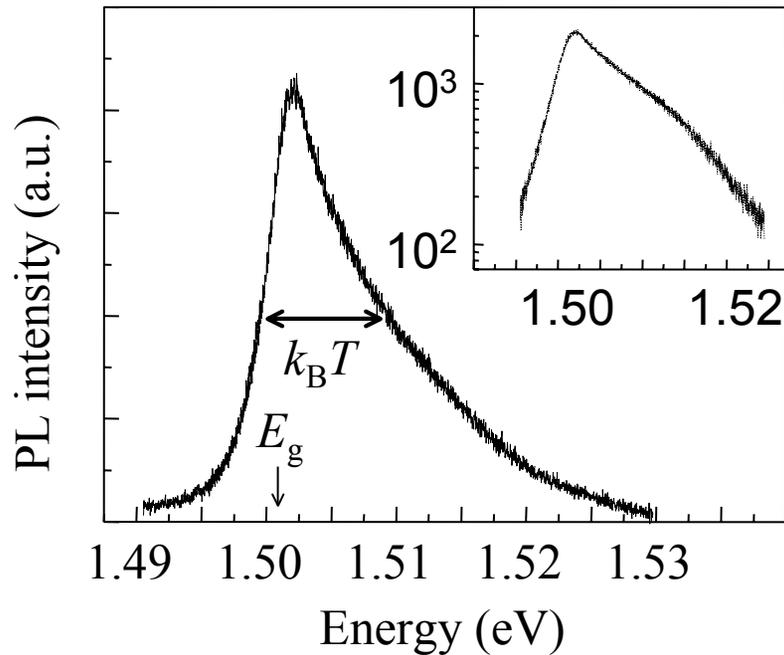
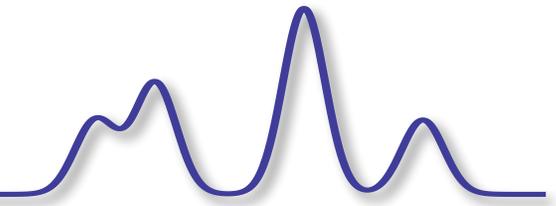


Figure 5.6

GaAs

$T = 100 \text{ K}$

$k_B T = 8.6 \text{ meV}$

$E_g = 1.501 \text{ eV}$

Fermi's golden rule *La règle d'or donne le taux de recombinaison radiatif (l'inverse du temps de vie)*
 $Rate \propto |M|^2 \rho(h\nu)$

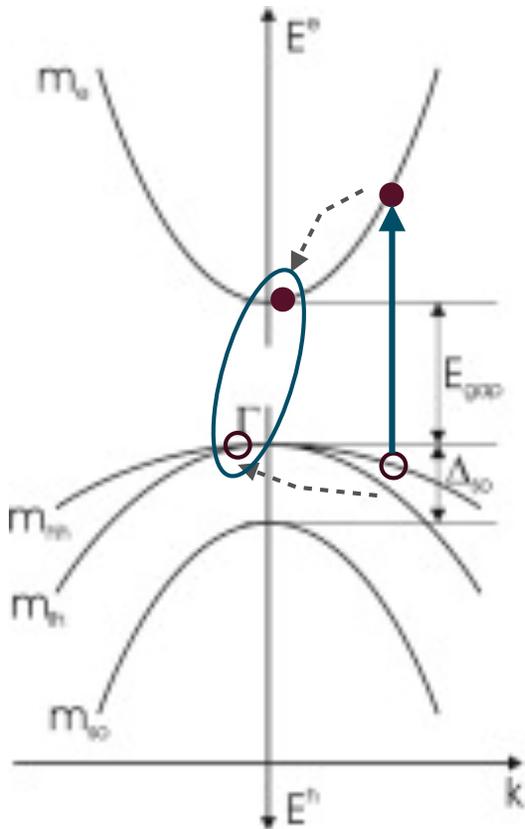
- Boltzmann statistics: $f(E) \propto \exp(-E/k_B T)$ (**occupancy factors**)
- $I(E) \propto \text{Density of states} \times f_e(E) f_h(E) / \tau$
- PL rises sharply at E_g , then decays exponentially. Linewidth $\sim k_B T$

À partir de la distribution de Fermi Dirac, on trouve pour $E \gg kT$, la distribution de Boltzmann

Le profil de la raie d'émission est calculé en laboratoire.

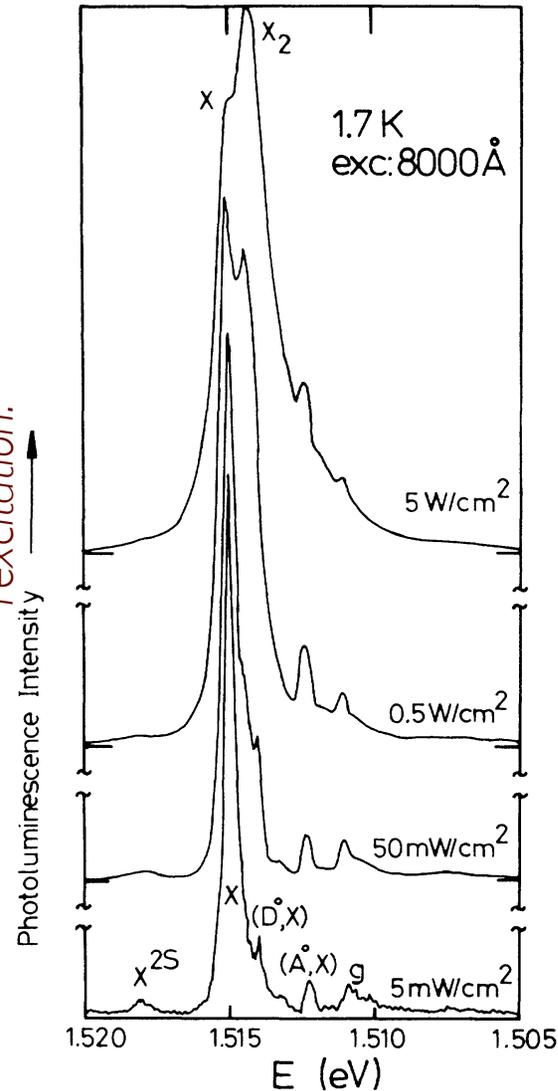
Luminescence excitonique (W-M)

À basse température, les électrons et les trous peuvent former des excitons, mais seulement après avoir *thermalisé* dans un état compatible avec la formation d'un exciton ($v_e = v_h$).



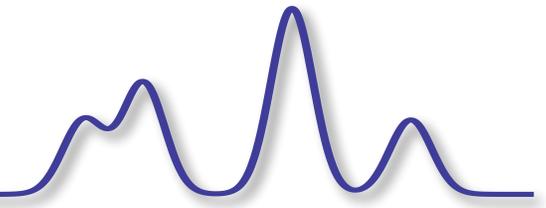
Pour émettre l'exciton doit se départir de sa quantité de mouvement.

En fonction de la puissance de l'excitation.



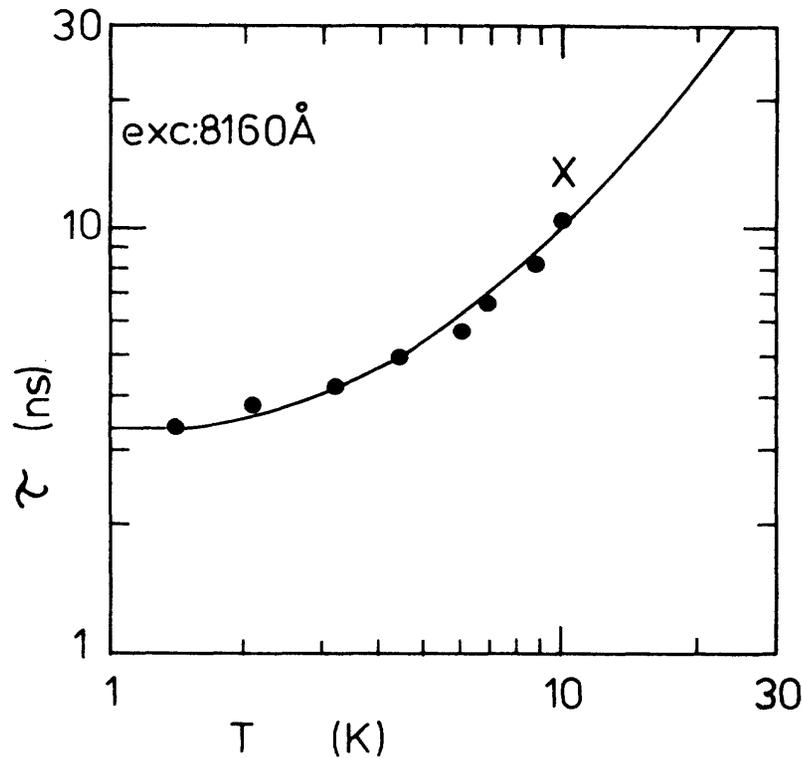
X = exciton
 X_2S = exciton excité
 X_2 = biexciton (le biexciton est un peu comme une molécule d' H_2)
 (D^0, X) = exciton lié à un donneur neutre
 (A^0, X) = exciton lié à un accepteur neutre

Luminescence d'un exciton (W-M)



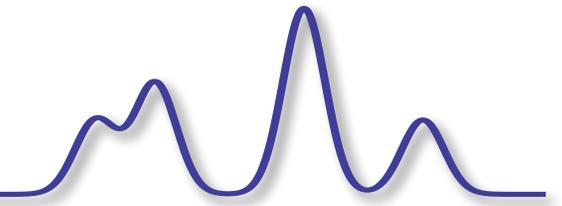
Le temps de vie d'un exciton varie considérablement selon le système considéré. Dans le cas du GaAs, il est de quelques nanosecondes.

GaAs: temps de vie de l'exciton vs. température

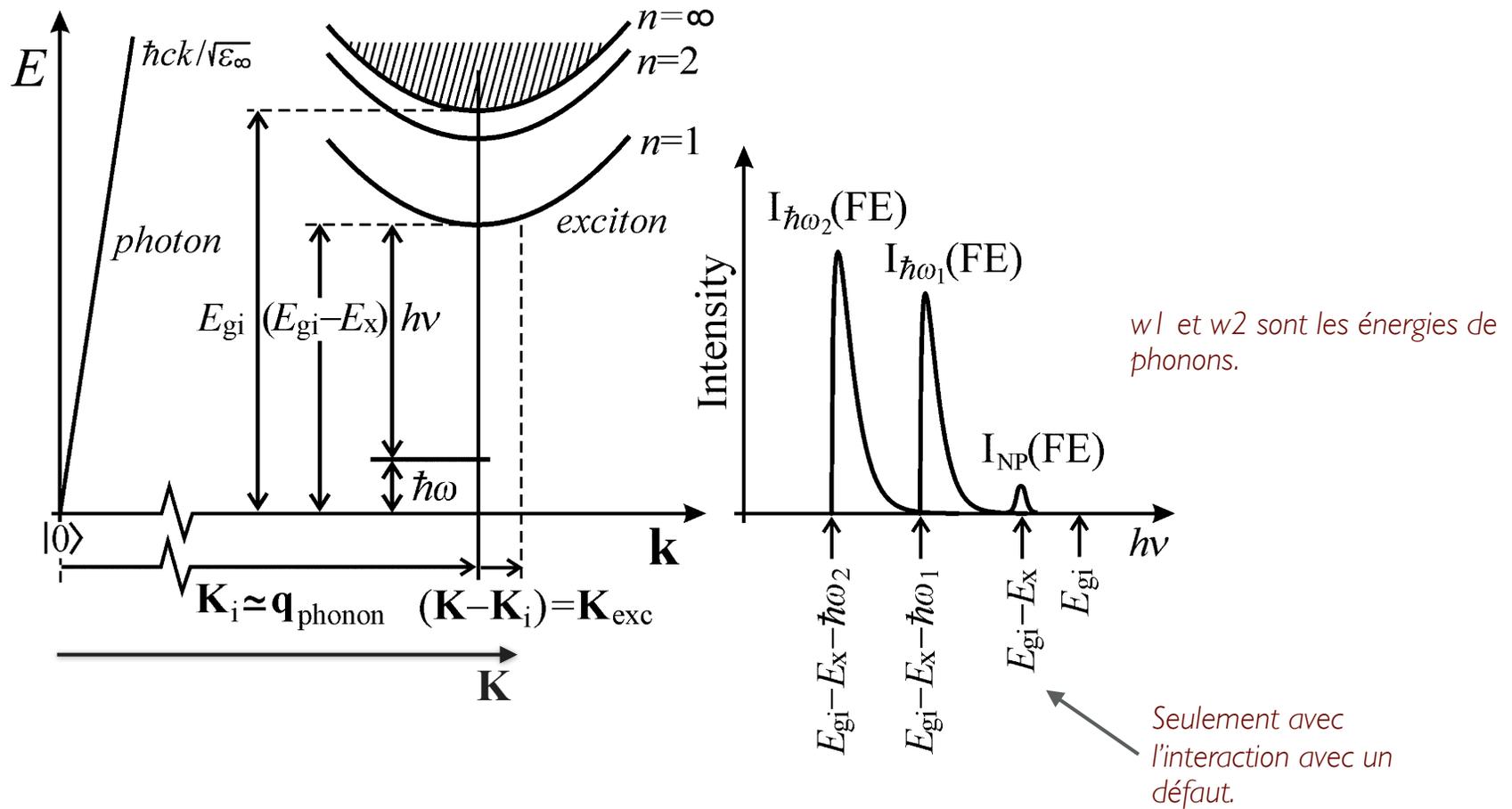


Le temps de vie augmente en fonction de la température, car l'énergie cinétique et le vecteur d'onde K augmentent. Puisque l'émission requiert $K=0$, annihilation des excitons se fait de moins en moins facilement.

Luminescence excitonique (W-M)

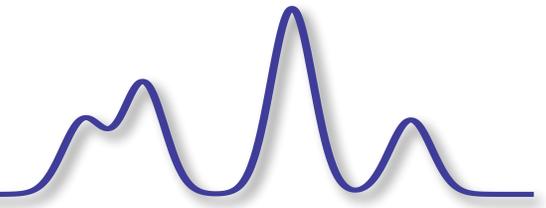


Dans un semi-conducteur à gap indirect, la conservation de la quantité de mouvement fait intervenir un phonon.



La quantité de lumière émise est très faible comparativement à un semi-conducteur à gap direct.

Excitons-Polaritons



Dans les échantillons d'excellente qualité à basse température, il est difficile d'observer les excitons. On observe plutôt des excitons-polaritons.

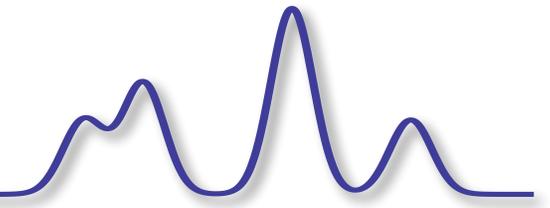
Un polariton est une **quasi-particule** résultant d'un couplage entre

- 1) une onde électromagnétique (photon) et la polarisation du matériau qui l'accompagne et
- 2) une excitation dans un solide associée à un moment dipolaire électrique (ou magnétique).

Il existe plusieurs type de polaritons se couplant à un moment dipolaire électrique:

- 1) **exciton-polariton**
- 2) phonon-polariton
- 3) plasmon de surface-polariton
- 4) ...

Ici, nous nous intéressons au couplage entre un exciton et un photon.



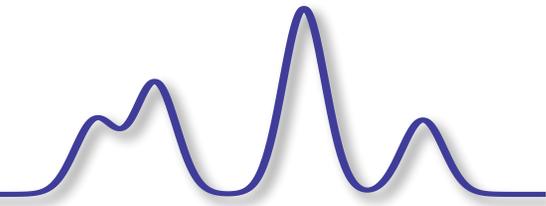
Interprétation erronée:

Un photon émis par l'annihilation d'un exciton est rapidement absorbé pour former de nouveau un exciton, et ainsi de suite.

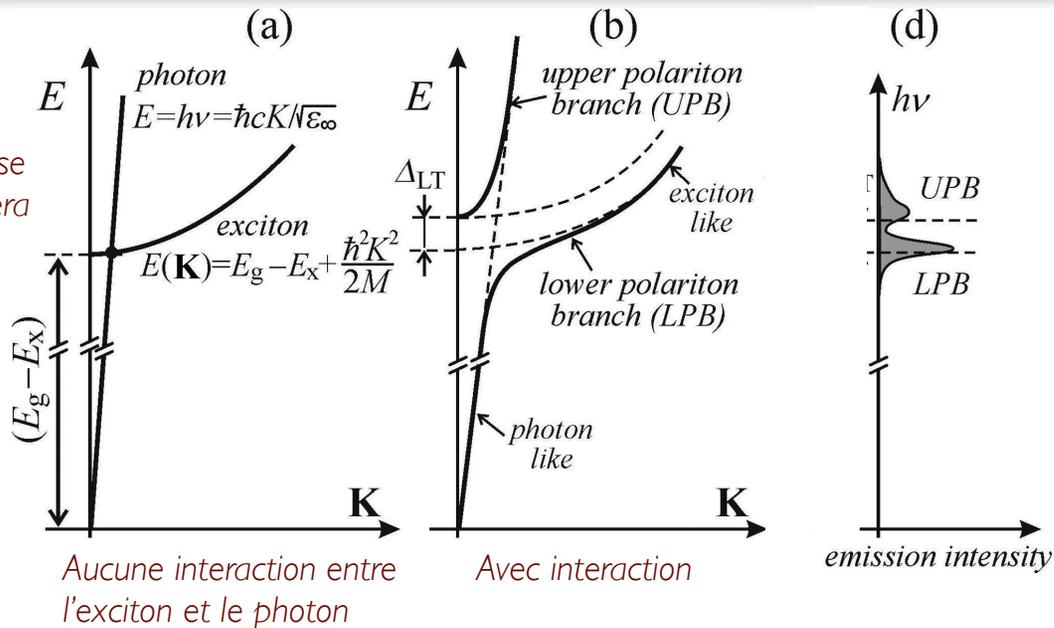
Interprétation quantique: Il n'y a ni absorption ni émission.

Due à leur interaction, l'exciton et le photon forment une nouvelle particule *hybride* dont la fonction d'onde est une superposition des fonctions d'onde d'un photon et d'un exciton. Cette quasi-particule est caractérisée par sa propre dispersion $E(\mathbf{k})$.

Courbe de dispersion de l'exciton-polariton



Lorsque deux systèmes se croisent, l'interaction lèvera la dégénérescence et produira un anti-croisement.

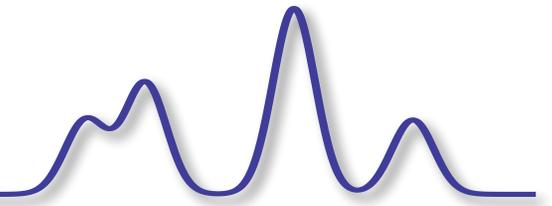


(a) Courbes de dispersion du photon et de l'exciton, lorsqu'il n'existe aucune interaction entre les deux. Notez l'intersection où la conservation de E et \mathbf{k} est satisfaite.

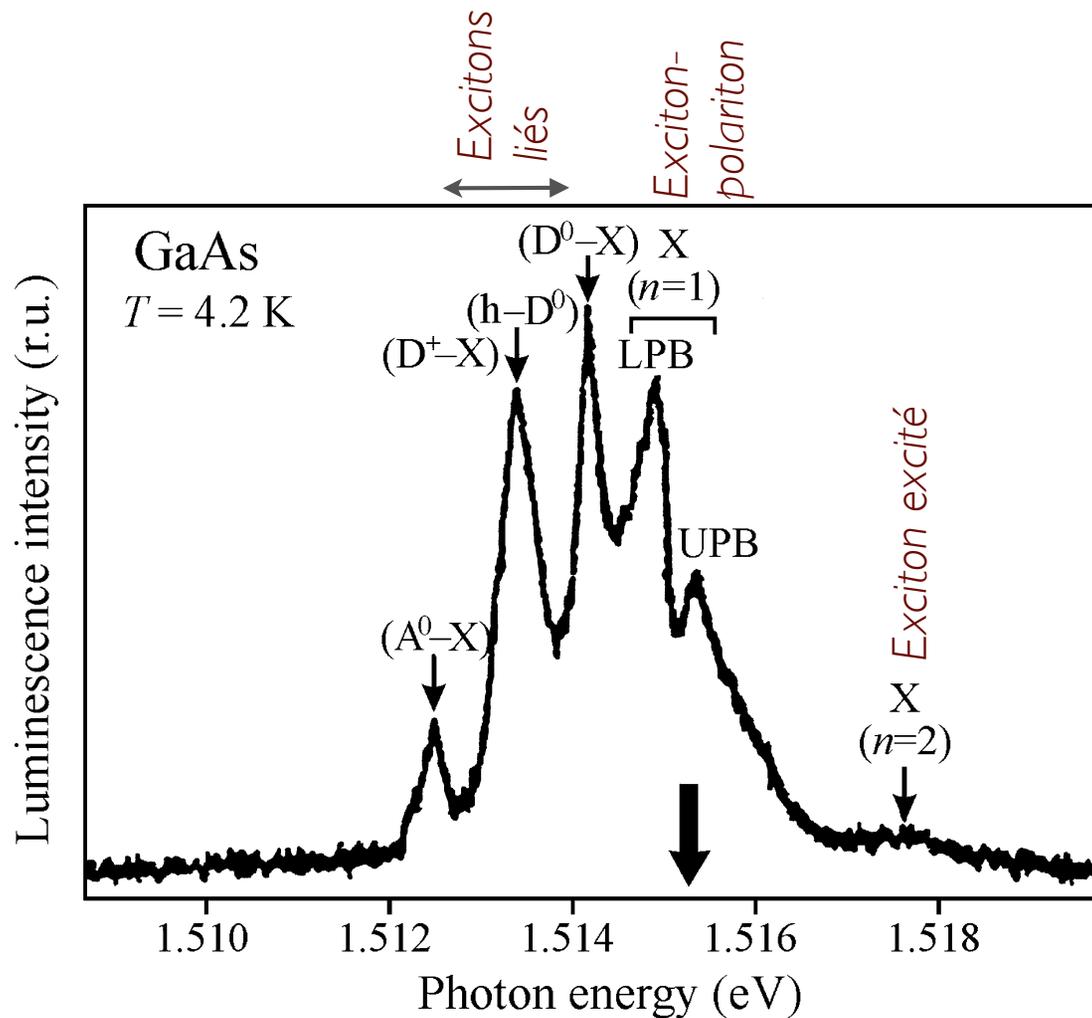
(b) Avec l'ajout d'une interaction entre l'exciton et le photon, la dégénérescence est levée et deux branches polaritoniques sont formées. Dans les régions de dispersion linéaire et quadratique, la fonction d'onde du polariton est surtout de type photonique et excitonique, respectivement.

(d) La composante excitonique de la fonction d'onde interagit avec d'autres excitations dans le solide. Celles-ci peuvent provoquer l'effondrement de la fonction d'onde du polariton pour produire un exciton, qui thermalise et s'annihile pour émettre un photon dans la Upper Polariton Branch ou la Lower Polariton Branch.

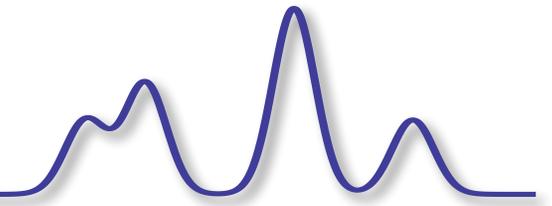
Excitons-Polaritons



Photoluminescence d'un échantillon de GaAs très pur ($< 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) à basse température. La flèche indique la position calculée de l'exciton ($n=1$).

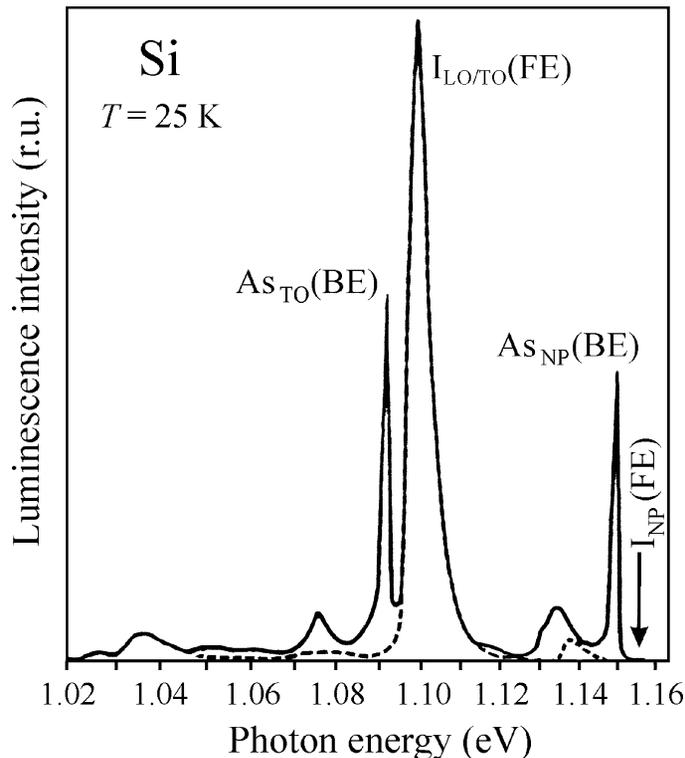


Excitons liés



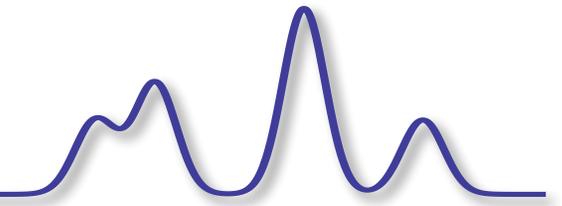
Un exciton libre se déplace et, lorsqu'il rencontre une impureté ou un défaut, il perd son énergie cinétique et se lie. L'énergie de liaison est caractéristique de l'impureté. La PL détecte les impuretés avec une très grande sensibilité.

Matériau à gap indirect



I_{NP} : L'intensité de l'exciton libre est trop faible pour être observé.
 $I_{LO/TO}$: La réplique de phonon est quant à elle facilement observée.
 As_{NP} : Exciton lié à une impureté d'arsenic
 As_{TO} : La réplique de phonon de As_{NP}

Excitons liés

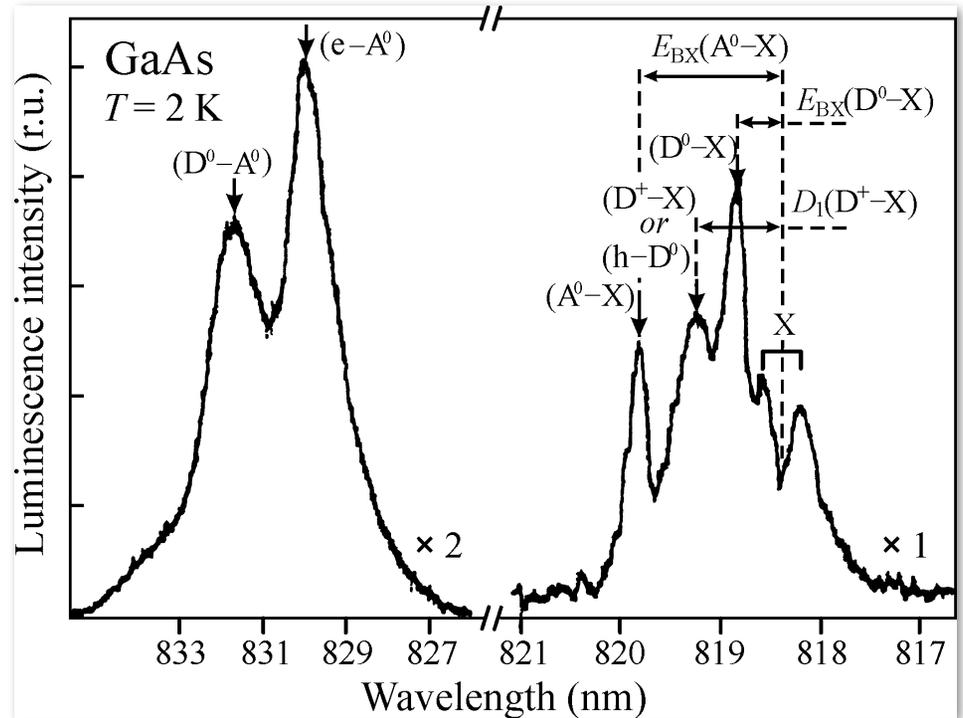
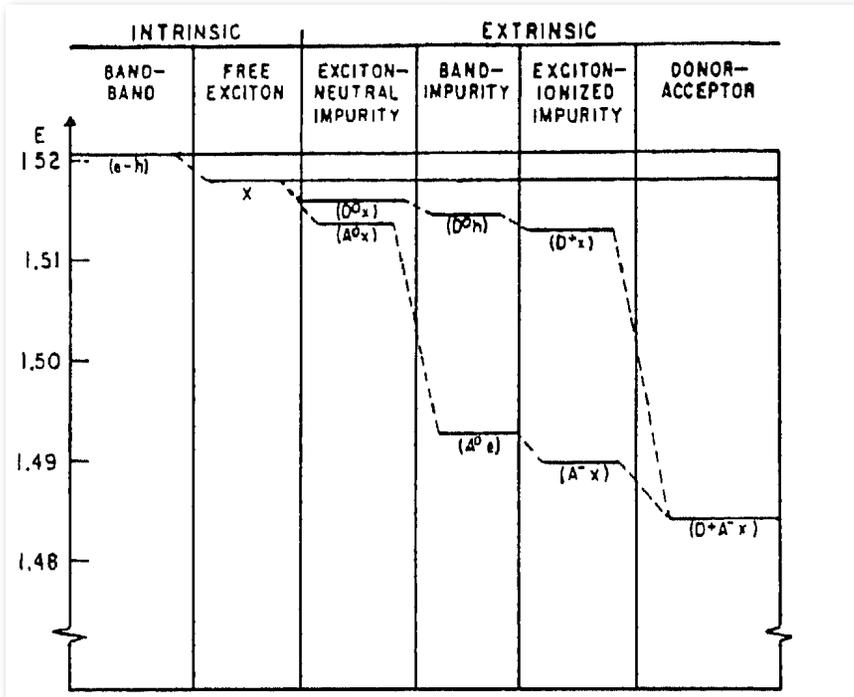


Matériau à gap direct

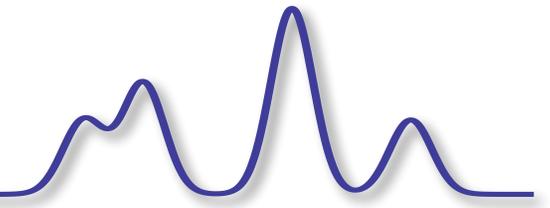
Présents même dans les matériaux de haute pureté, les excitons liés aux dopants forment de nombreux chemins de recombinaison radiative.

R3

Émission du GaAs à basse température



Le confinement dans les nanostructures



L'énergie cinétique d'une particule augmente avec son confinement. En effet, le principe d'incertitude dicte que cette énergie est approximativement,

$$E_{\text{conf.}} = \frac{p_x^2}{2m} \approx \frac{\Delta p_x^2}{2m} \approx \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\Delta x^2}$$

Une particule sera confinée dans un puits si seulement son énergie thermique est inférieure à l'énergie de confinement,

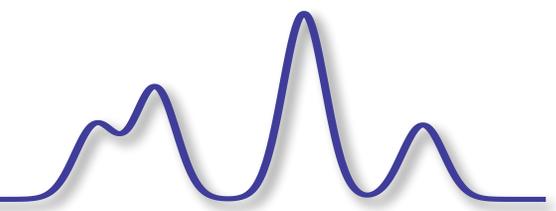
$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\Delta x^2} < \frac{1}{2} k_B T$$

Le principe d'équipartition nous donne que l'énergie thermique moyenne est égale à $k_B T/2$ pour chaque degré de liberté.

Alors, les effets quantiques seront observés si la région de confinement respecte la condition suivante

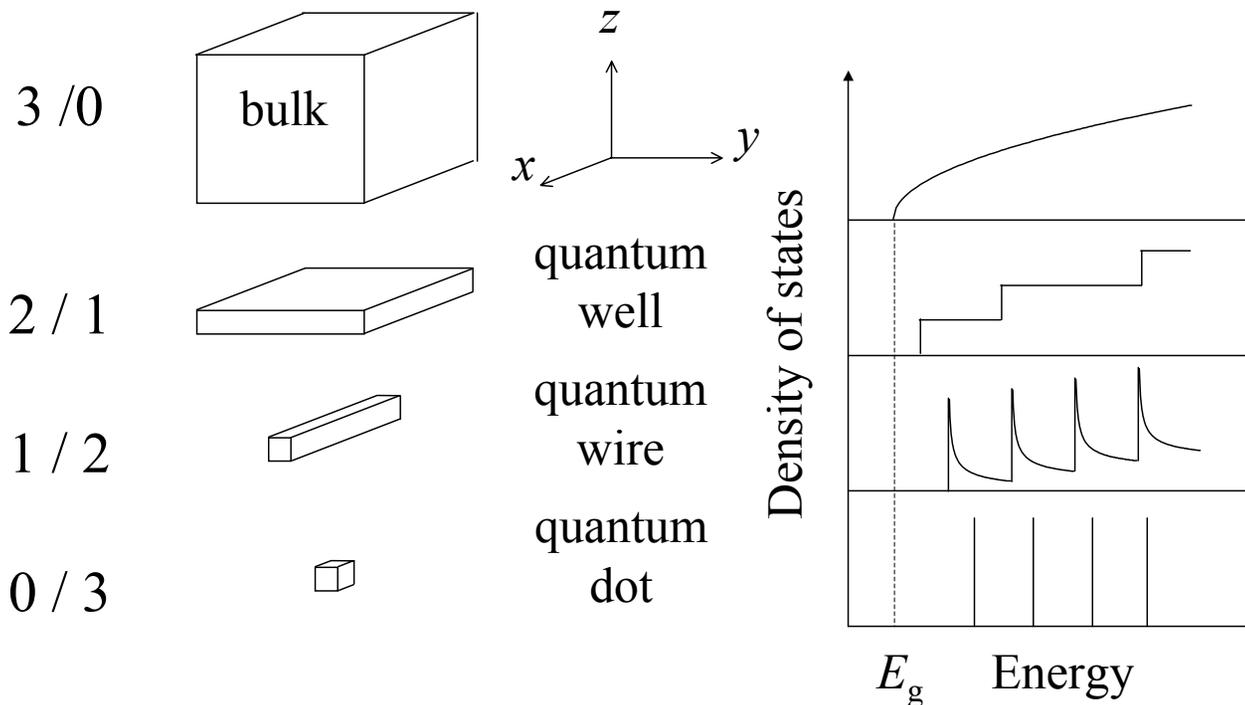
$$\Delta x \lesssim \sqrt{\frac{\hbar^2}{m k_B T}}$$

Le confinement dans les nanostructures

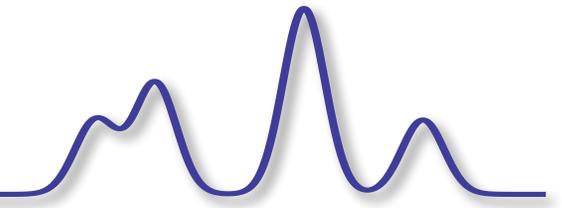


Structure	Dimensions sous confinement	Dimensions sans confinement
Matériau massif	0	3
Puits quantique	1	2
Fil quantique	2	1
Boîte quantique	3	0

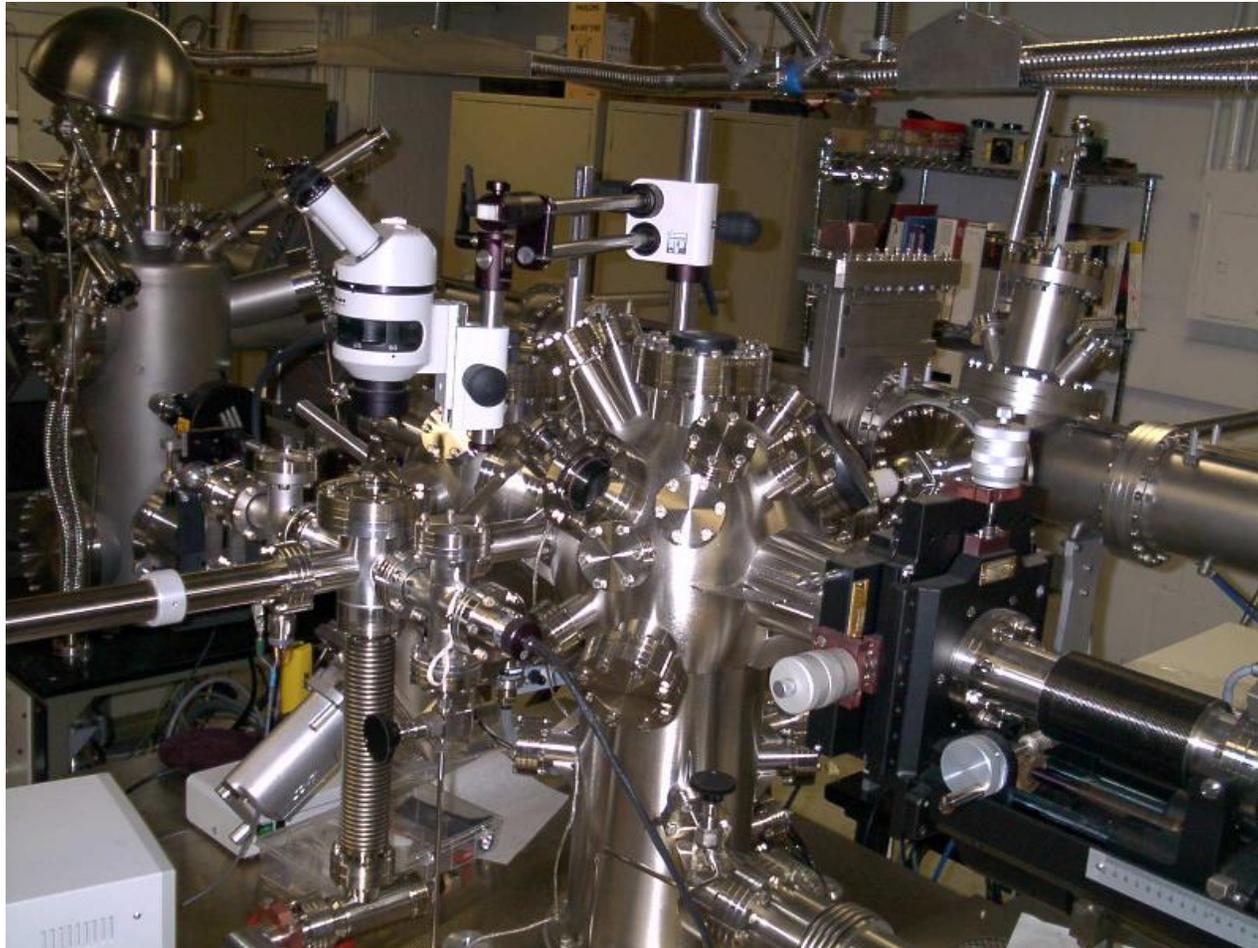
Dimensionality / Confinement



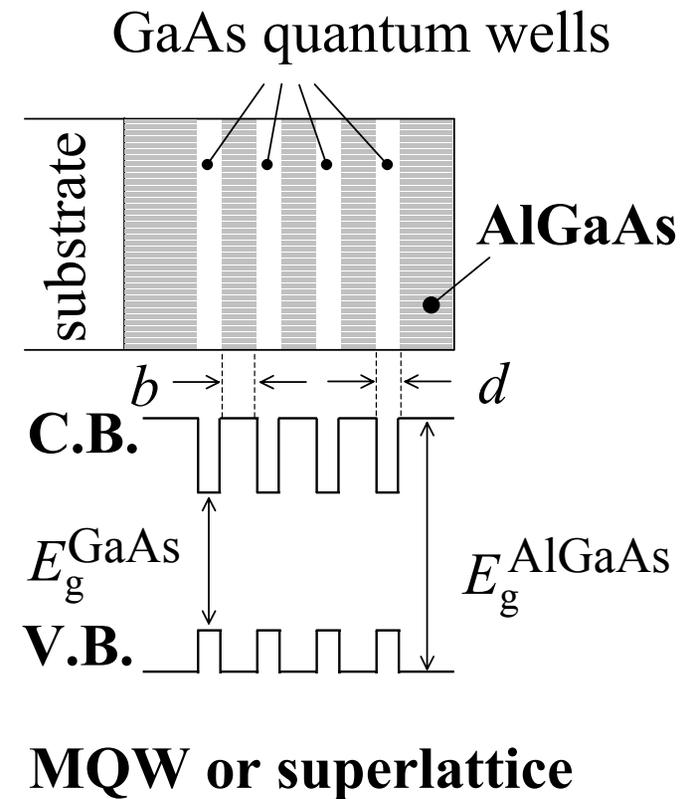
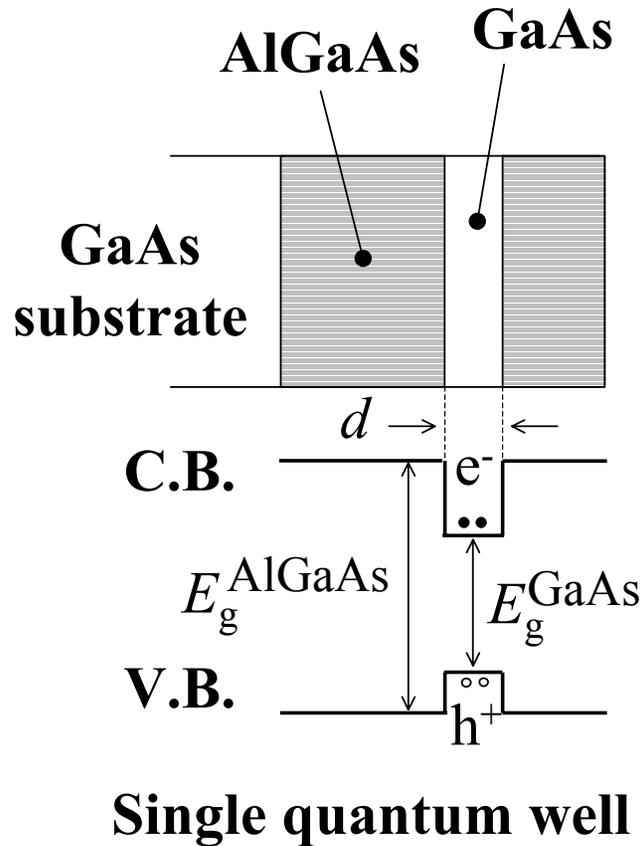
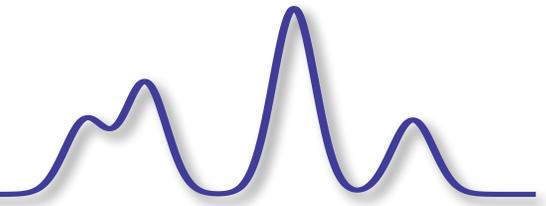
Fabrications des puits quantiques



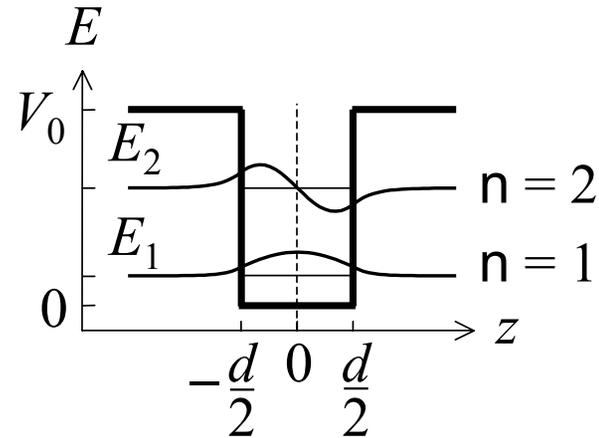
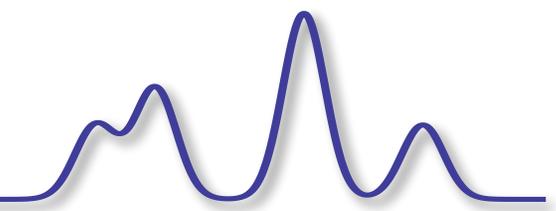
Par exemple, par épitaxie par jet moléculaire.



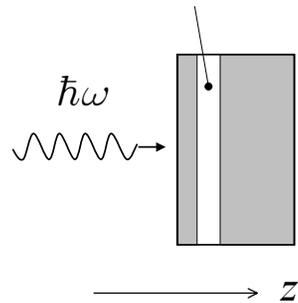
Structure électronique d'un puits quantique



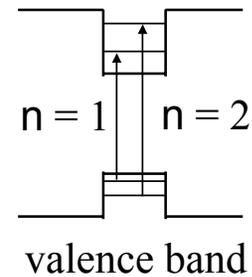
Structure électronique d'un puits quantique



quantum well

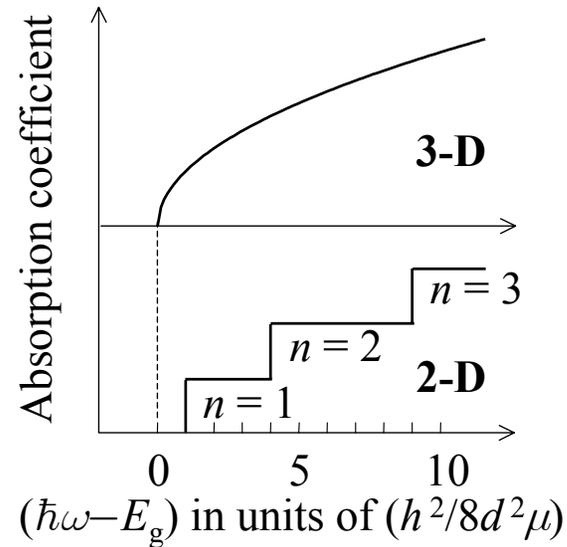
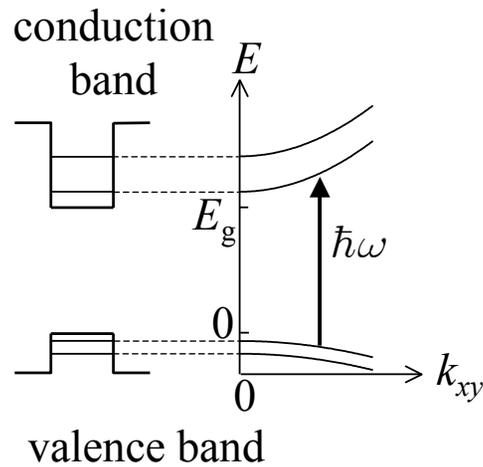
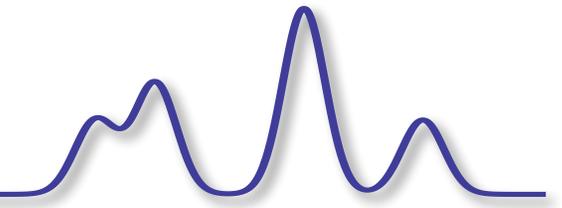


conduction band



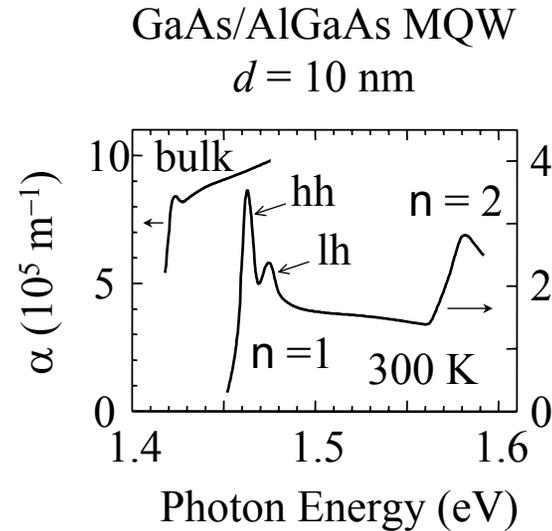
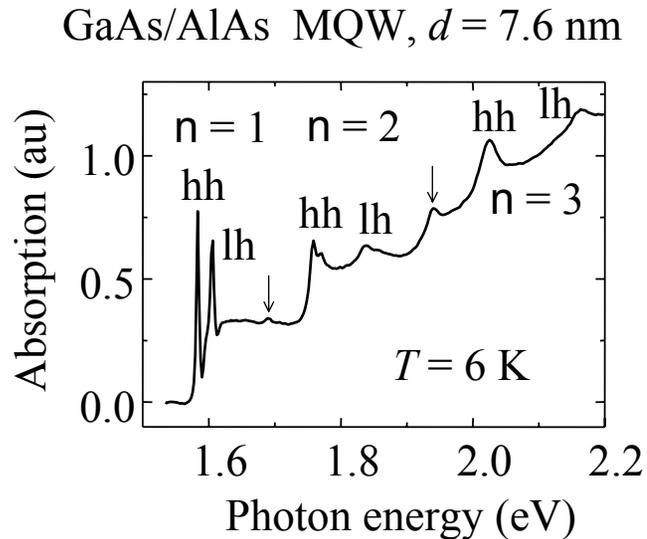
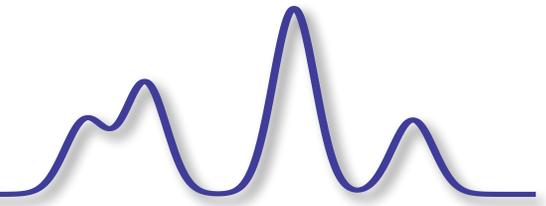
- Light polarized in x,y plane for normal incidence
- Parity selection rule: $\Delta n = \text{even number}$

Absorption d'un puits quantique



- Absorption \propto density of states
- Density of states constant in 2-D: $g_{2D}(E) = m / \pi \hbar^2$
- Thresholds whenever $\eta\omega$ exceeds $(E_g + E_{en} + E_{hn})$
- Band edge shifts to $(E_g + E_{e1} + E_{hh1})$

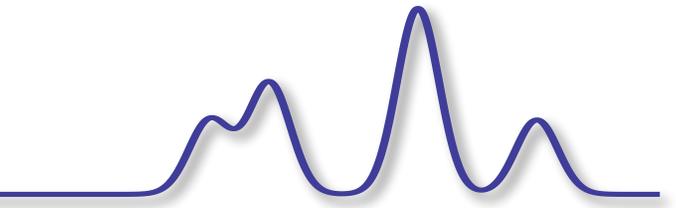
Absorption d'un puits quantique



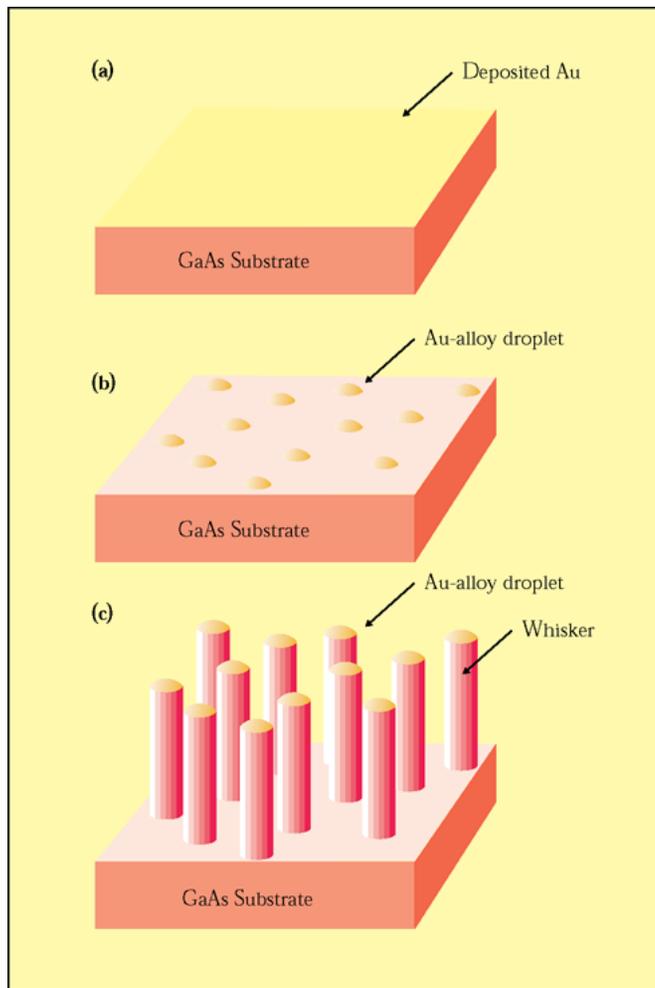
- Excitonic effects enhanced in quantum wells: strong at room temp
- Pure 2-D: $R_X^{2D} = 4 \times R_X^{3D}$
- Typical GaAs quantum well: $R_X \sim 10$ meV $\sim 2.5 \times R_X$ (bulk GaAs)
- Splitting of heavy and light hole transitions

Car on force les particules à interagir ensemble.

Fabrications des fils quantiques



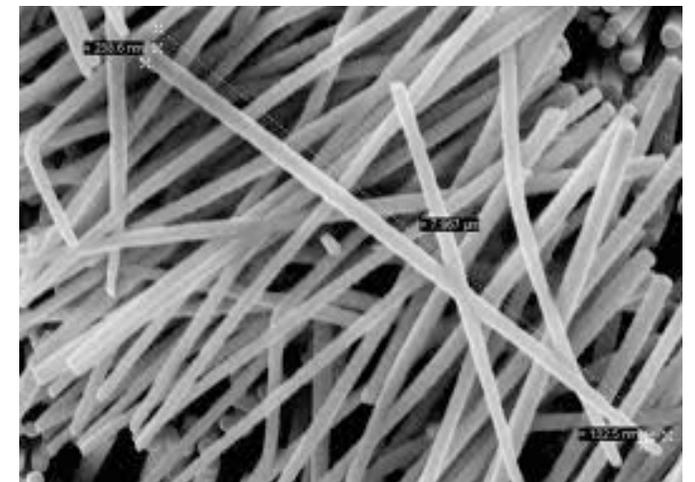
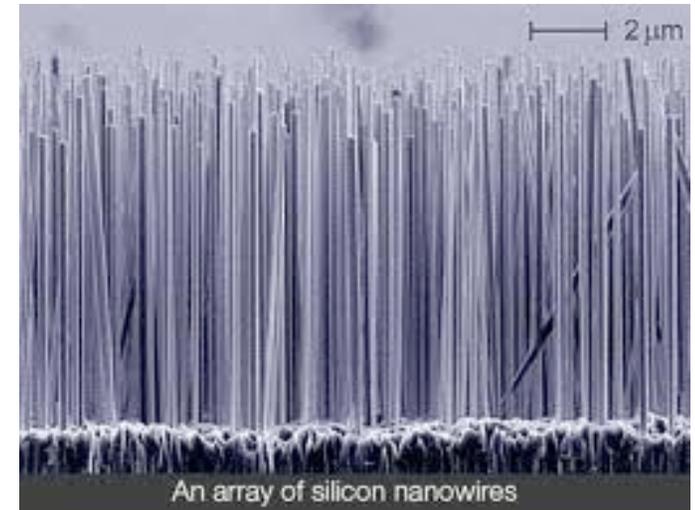
Par exemple, par épitaxie en phase vapeur avec des précurseurs organométalliques.



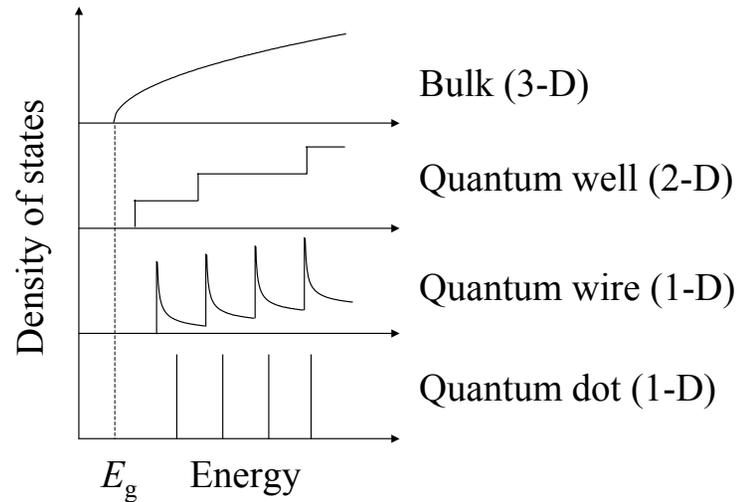
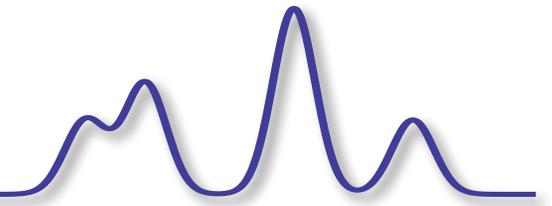
(a) *Déposition d'une mince couche d'or (0.1 à 10 nm).*

(b) *Récuit permettant de former des gouttelettes de Au-Ga-As.*

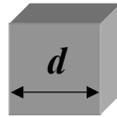
(c) *Lors de la croissance, il y a saturation de la gouttelette en Ga-As et croissance d'un fil de GaAs.*



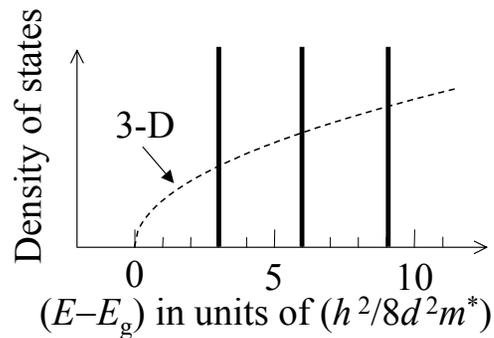
Les boîtes quantiques



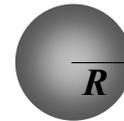
Cuboid dot



$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^*} \left(\frac{n_x^2}{d_x^2} + \frac{n_y^2}{d_y^2} + \frac{n_z^2}{d_z^2} \right)$$



Spherical dot

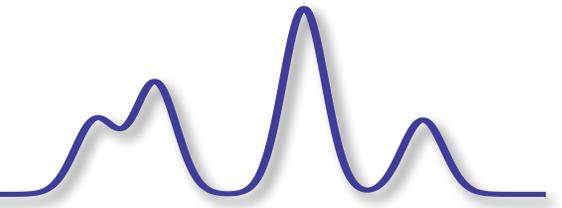


$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{C_{nl}^2 \pi^2}{R^2} \right)$$

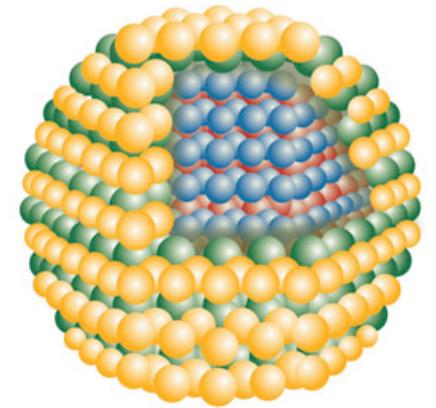
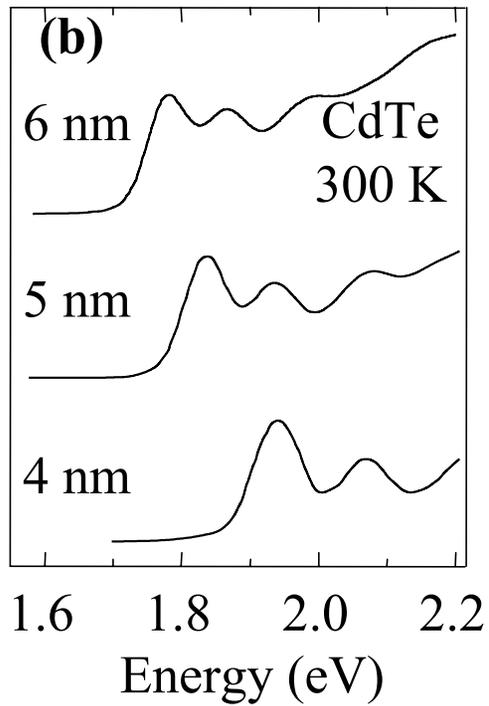
$$\begin{aligned} C_{10} &= 1 \\ C_{11} &= 1.43 \\ C_{12} &= 1.83 \\ C_{20} &= 2 \\ &\vdots \end{aligned}$$

Pour un accord précis avec l'expérience, on doit considérer des modèles moins simplistes.

Les boîtes quantiques colloïdales



Énergie d'émission varie avec la taille de la boîte.



Fabrications des boîtes quantiques

Par exemple, par synthèse chimique.

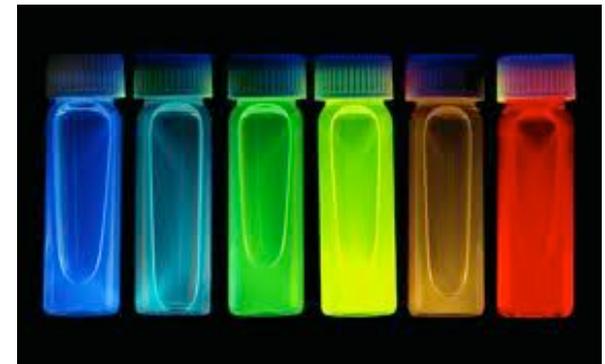
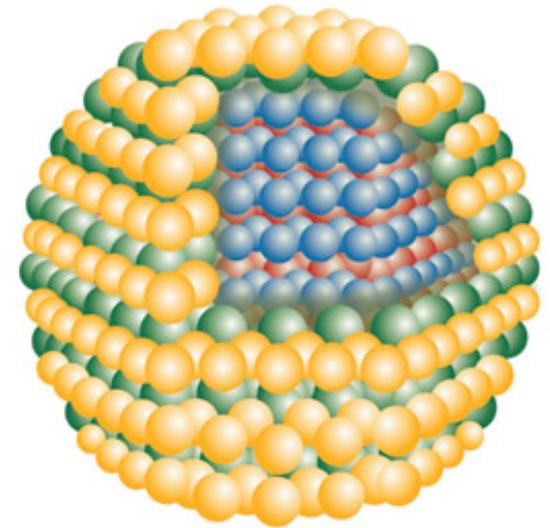
NurdRage

Real Experiments, Real Science

This video hosted by: Dr. N. Butyl Lithium

www.YouTube.com/NurdRage

<http://www.instructables.com/id/Make-Quantum-Dots-Cadmium-Selenide-Type/>



Fabrications des boîtes quantiques

ou par épitaxie en exploitant les tensions de surface de matériaux ayant des constantes de maille différentes.

Mode généralement utilisé pour la croissance de boîtes quantiques

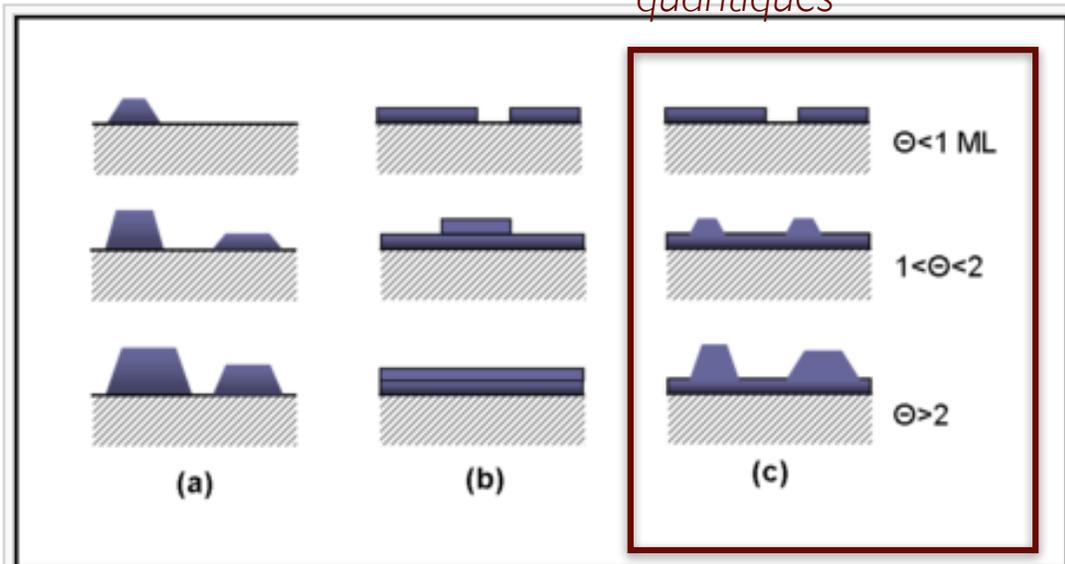
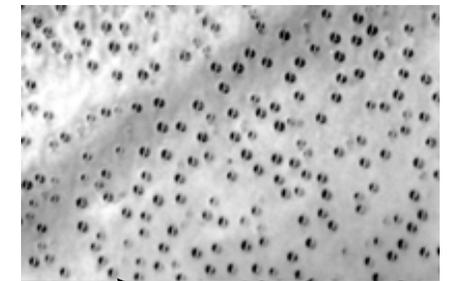


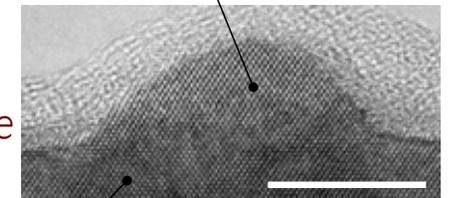
Figure 1. Cross-section views of the three primary modes of thin-film growth including (a) Volmer-Weber (VW: island formation), (b) Frank-van der Merwe (FM: layer-by-layer), and (c) Stranski-Krastanov (SK: layer-plus-island). Each mode is shown for several different amounts of surface coverage, Θ .

Vue de dessus



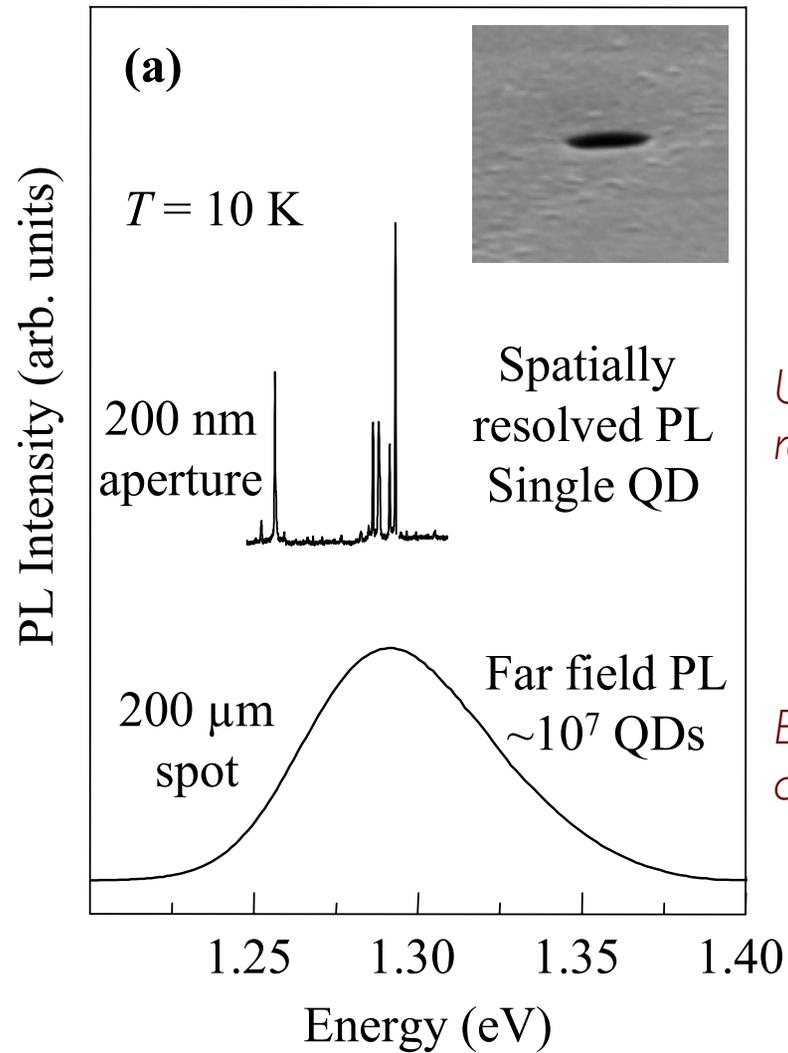
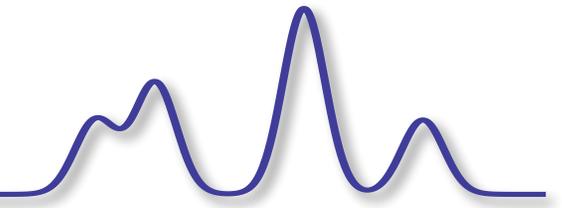
InAs 200 nm
quantum dot

Section d'une boîte quantique



GaAs 10 nm

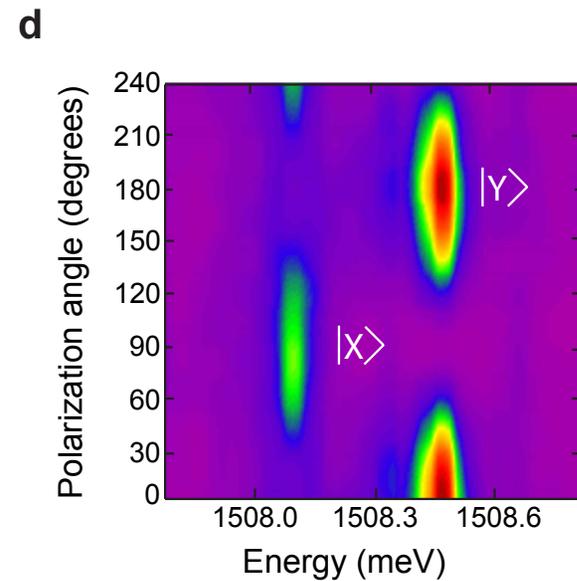
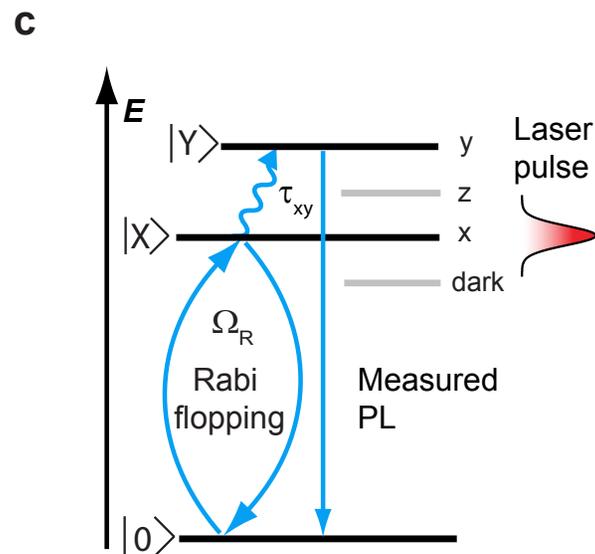
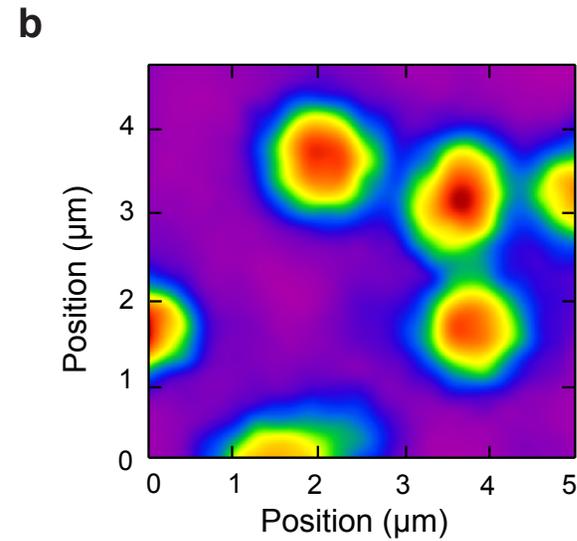
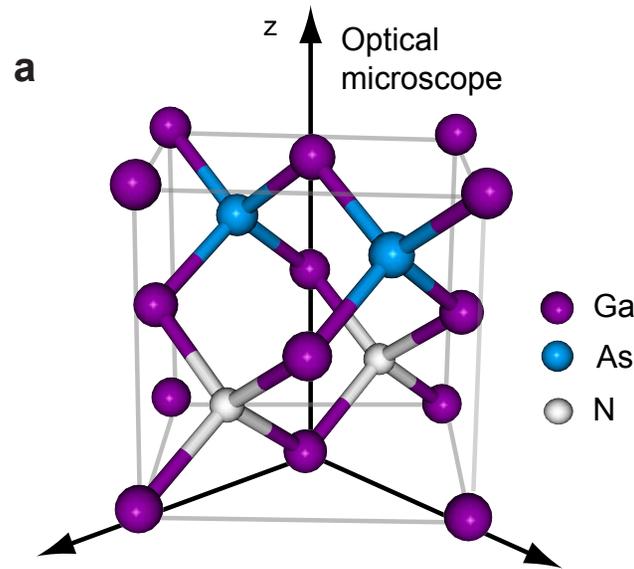
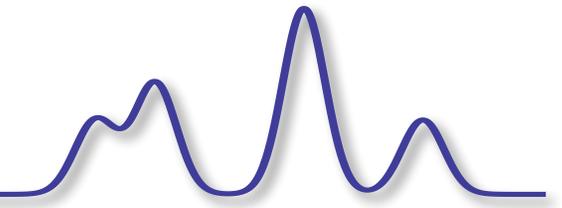
Émission des boîtes quantiques



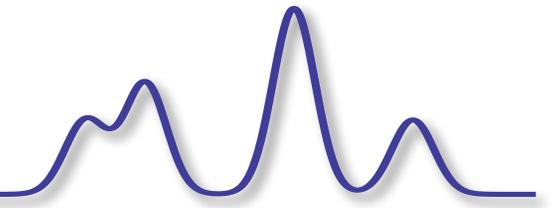
Une seule boîte émet des raies très fines.

Élargissement inhomogène considérable

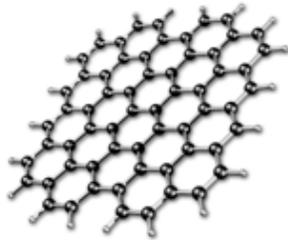
Boîte quantique *isoélectroniques*



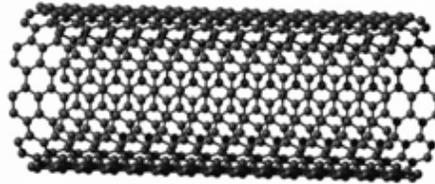
Allotropes de carbone



graphene



nanotube

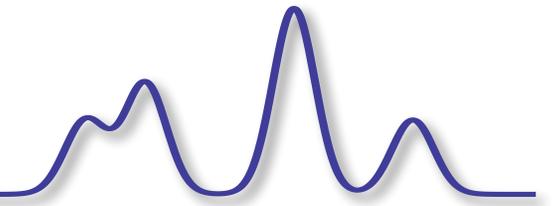


C_{60} Bucky ball *



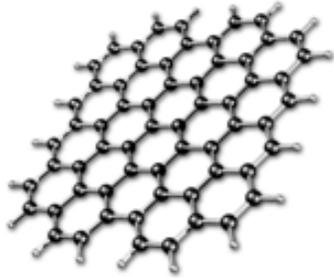
* Buckminster fullerene named after architect R. Buckminster Fuller



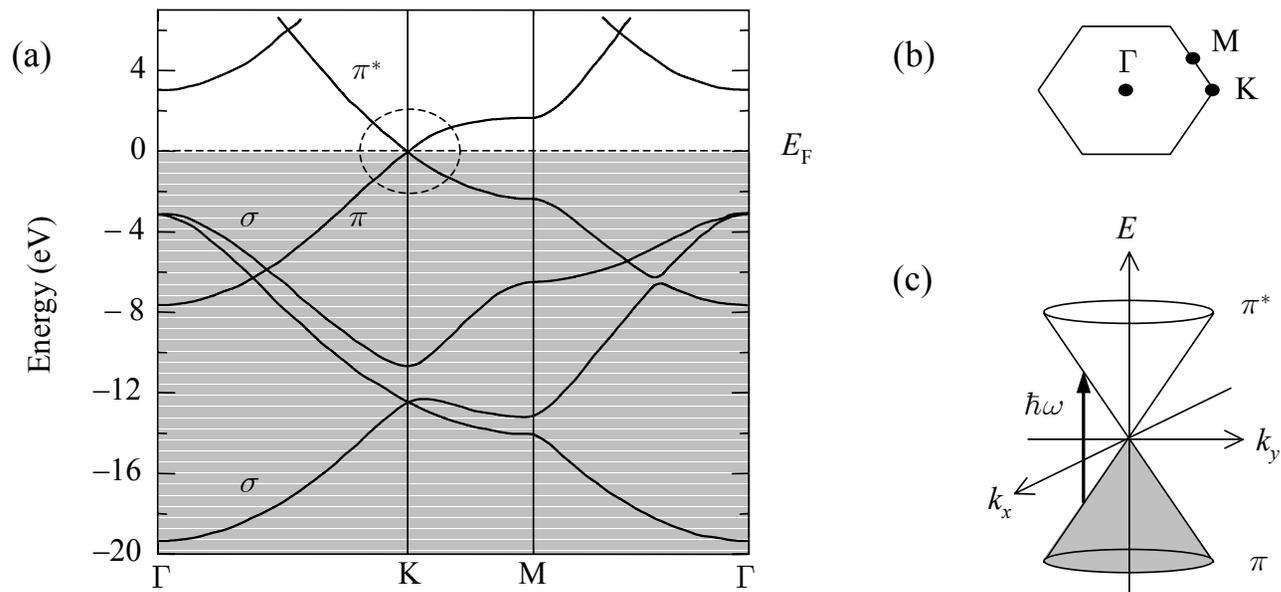


Graphene band structure

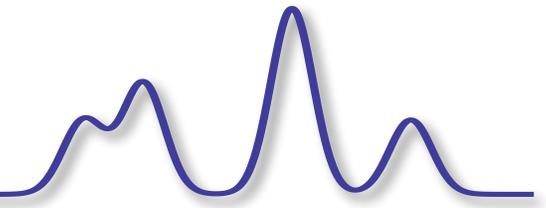
I



Ideal 2-D material

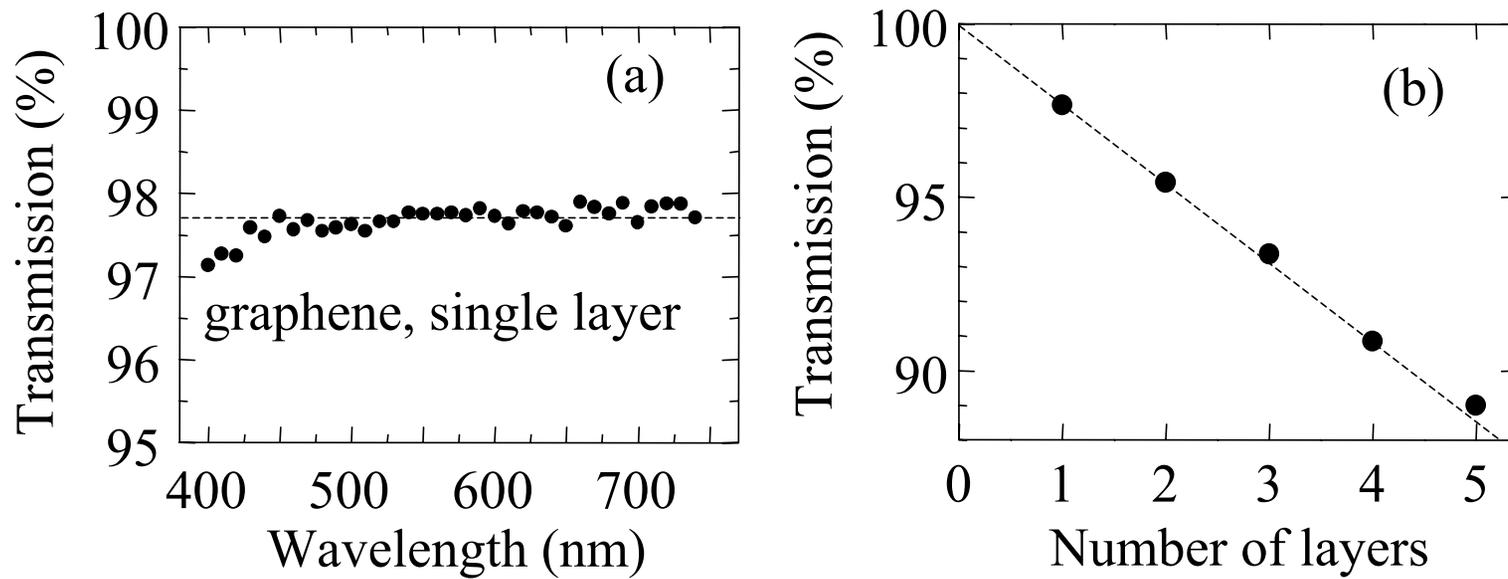


Taken from Machon, Phys. Rev B **66**, 155410 (2)



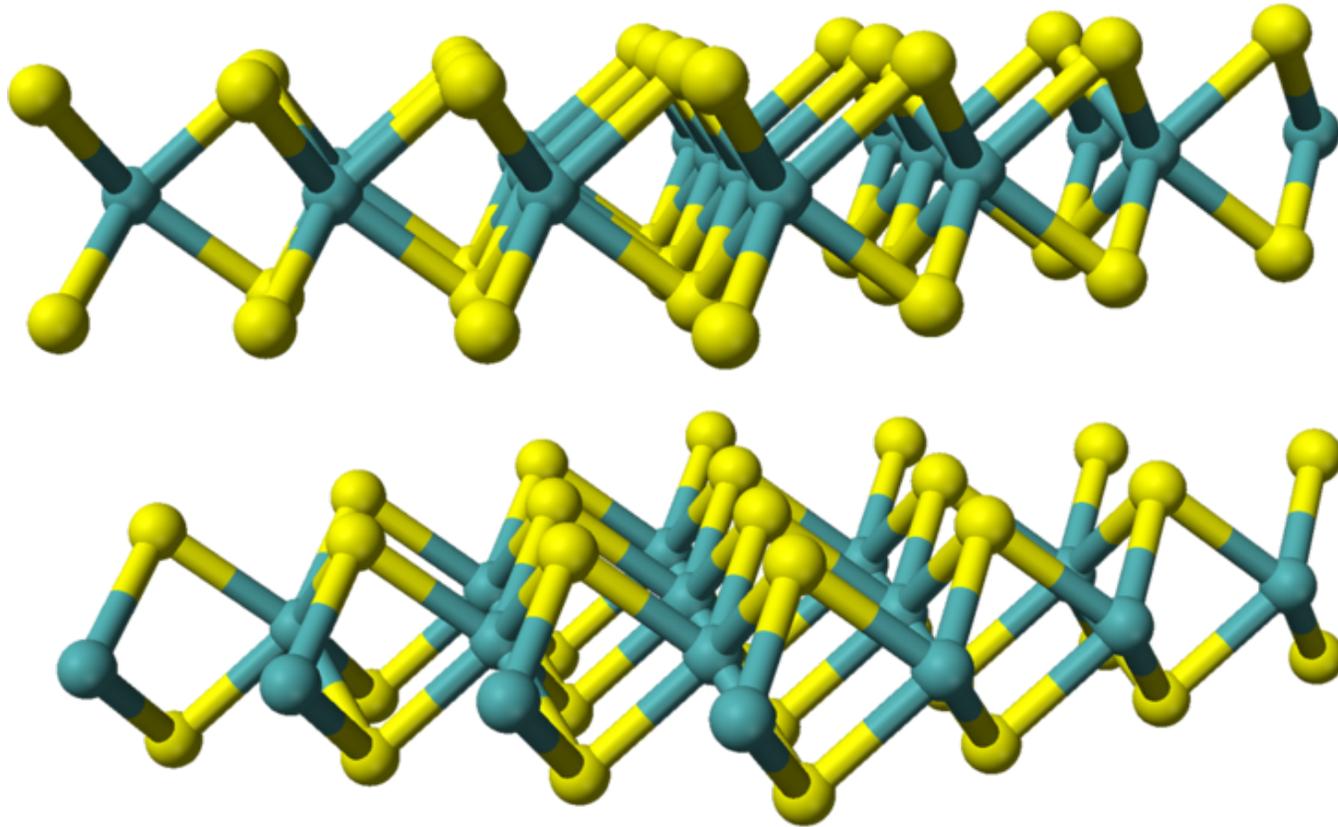
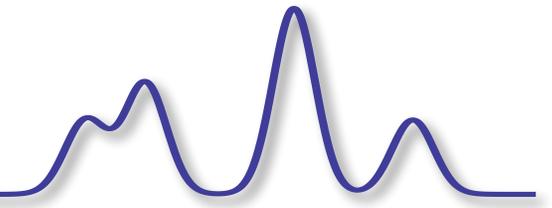
Graphene transmission

Figure 8.22

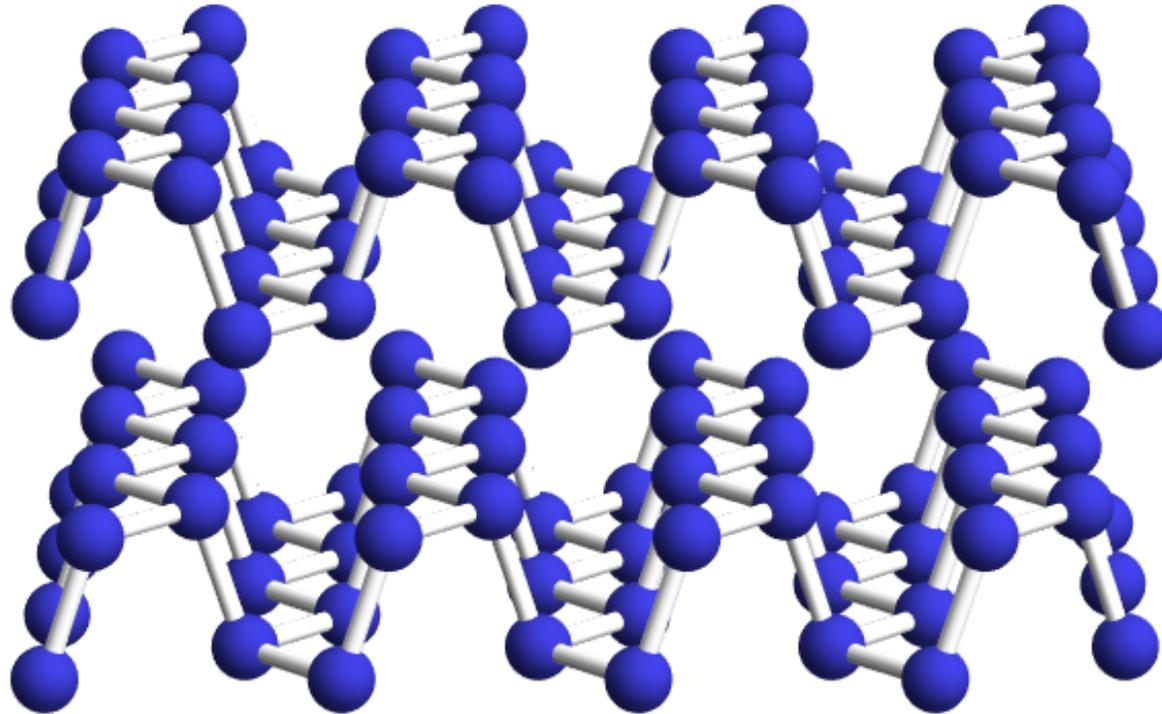
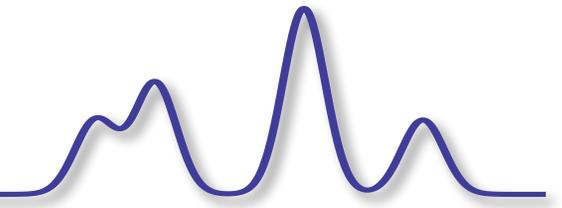


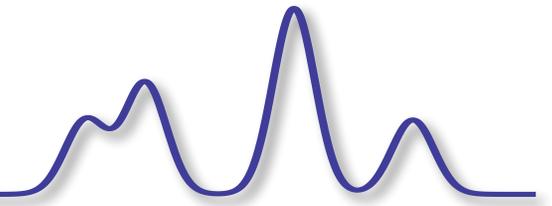
After Nair *et al. Science*, 320, 1308 (2008).

Matériaux lamellaires: MoS₂



Matériaux lamellaires: Phosphore noir





Nanotube chirality

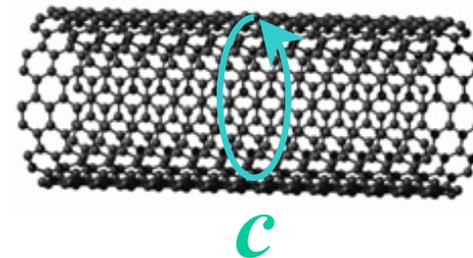
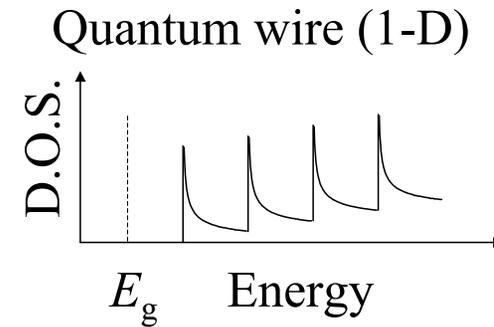
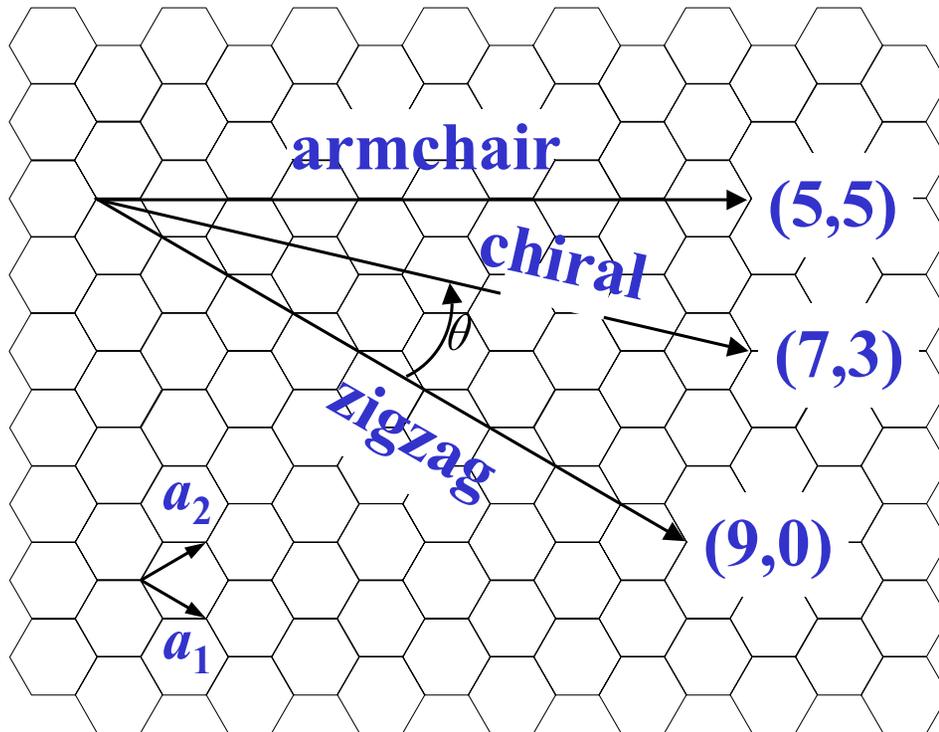
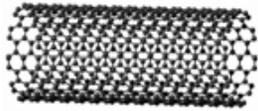
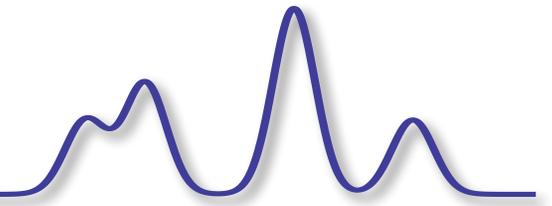


Figure 8.23

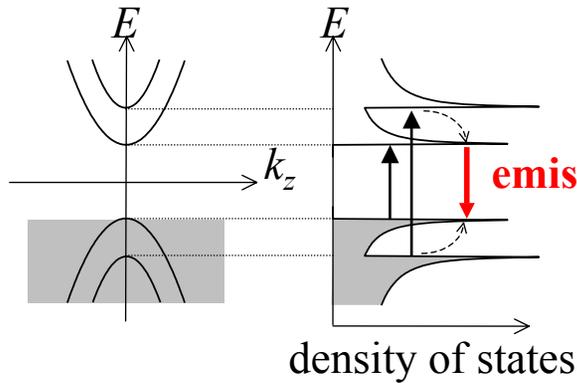
chiral vector $\mathbf{c} = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2$

Metallic if $n_1 - n_2 = 3m$; otherwise semiconductor



Nanotube transitions

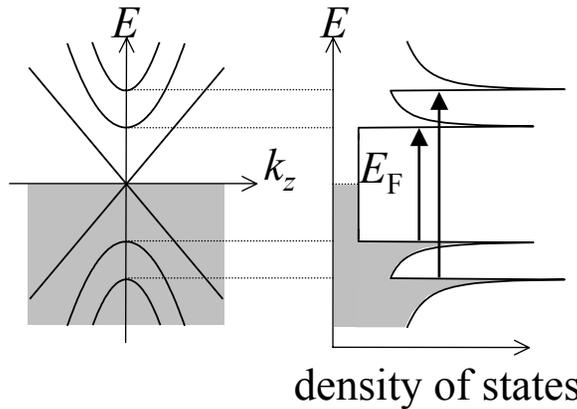
semiconducting
nanotube



conduction band

valence band

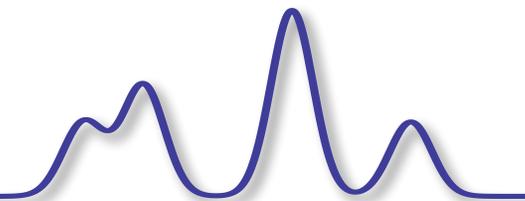
metallic
nanotube



conduction band

valence band

Figure 8.24



Carbon bucky ball: C₆₀

