NANOPHYSIQUE

INTRODUCTION PHYSIQUE AUX NANOSCIENCES

3. AMAS OU AGREGATS ATOMIQUES

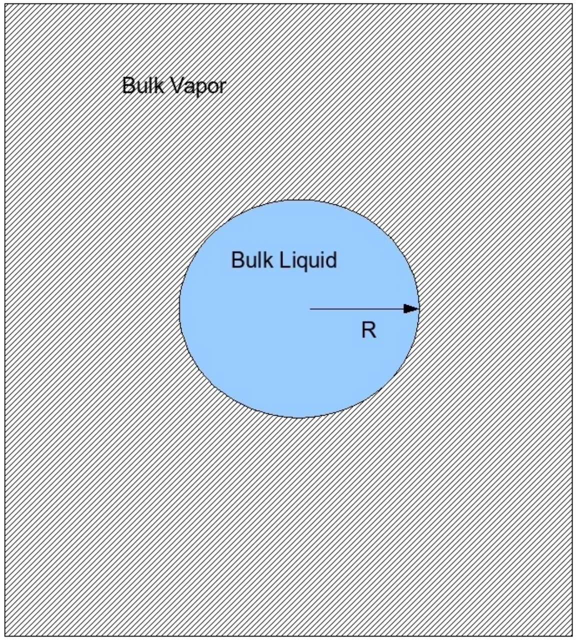
James Lutsko

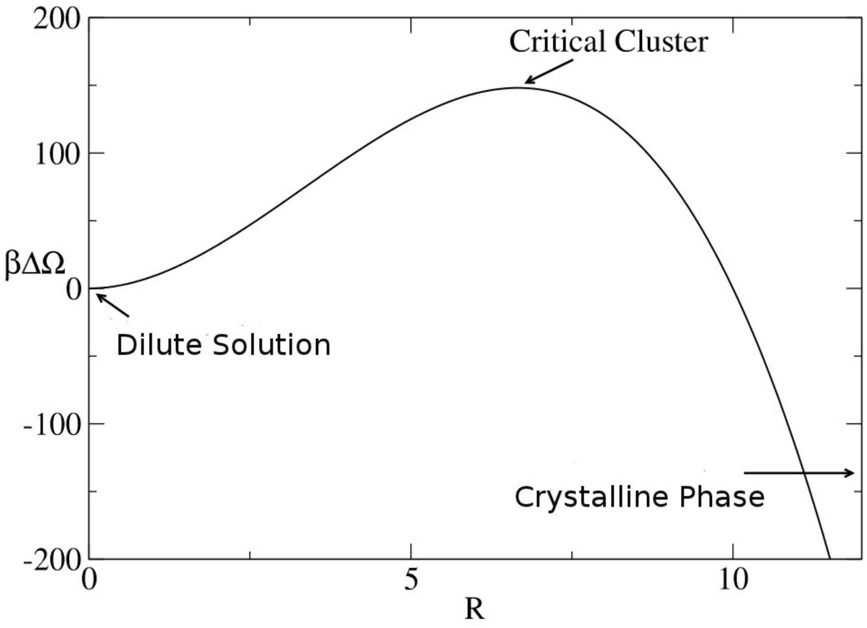
2021-2022

AMAS OU AGREGATS ATOMIQUES

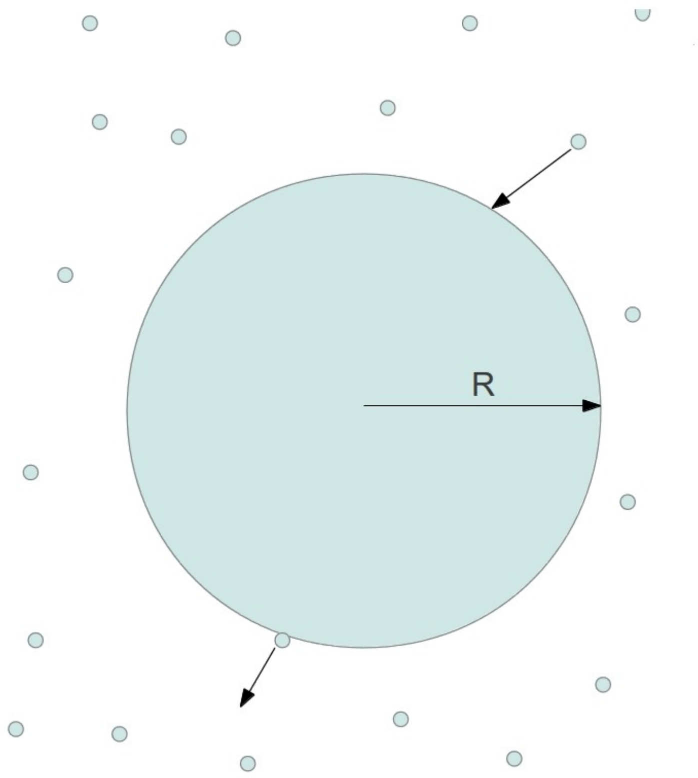
- L'auto-assemblage: Nucleation
  - Modele de l'amas: “capillary model”.
  - Thermodynamics
  - Becker-Doring model
  - Zeldovich equation
  - Taux de nucléation
- Nanoparticules cristalline
  - Structure cristalline
  - Indices de Miller
  - Tension de surface
  - Forme des Cristaux
  - Transistions de phase
- Proprietes electronique des agregats

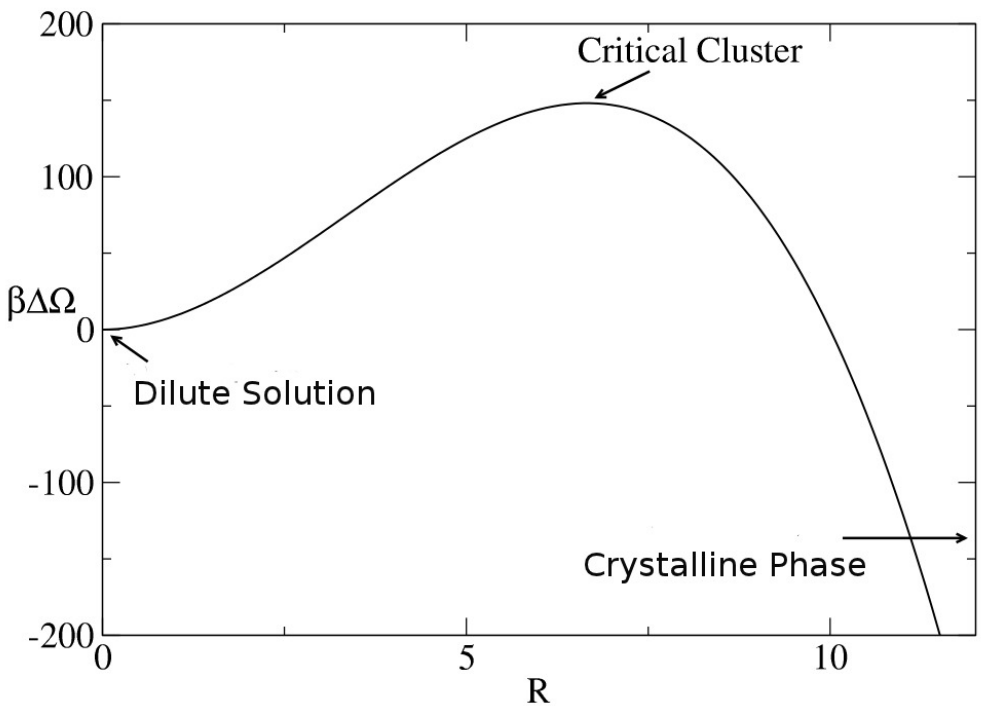
Les transitions de phase : le processus





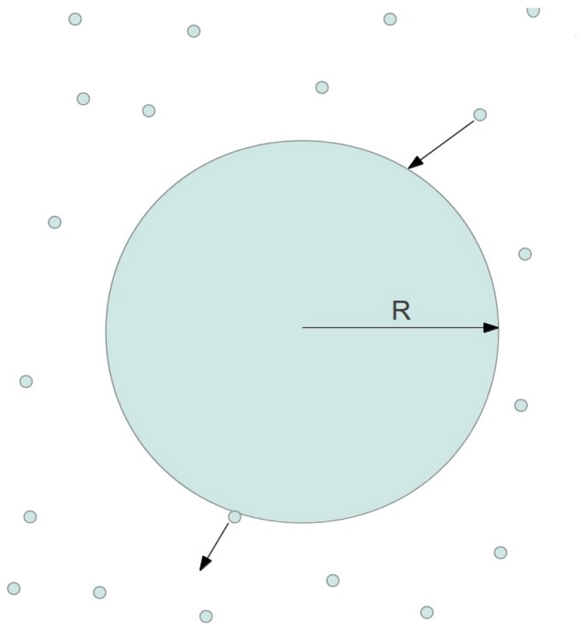
Classical Nucleation Theory (CNT) : Thermodynamics

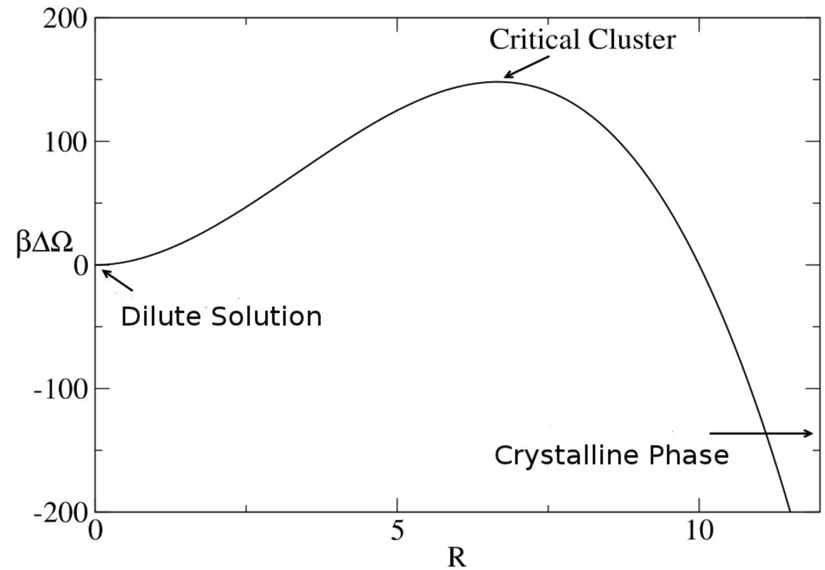




$$\Omega = V(R)\omega_2 + S(R)\gamma + (V - V(R))\omega_1$$
$$= V(R)\Delta\omega + S(R)\gamma + V\omega_1$$
$$\Delta\Omega = V(R)\Delta\omega + S(R)\gamma$$

Classical Nucleation Theory (CNT) : Dynamics





Monomer attachment/detachment (Becker-Doring c. 1930):

$$\frac{dc_n}{dt} = \left(f_{n-1} c_{n-1} c_1 - g_n c_n\right) - \left(f_n c_n c_1 - g_{n+1} c_{n+1}\right)$$

f_n, g_n sont les taux de fixation et de détachement des monomères

Classical Nucleation Theory (CNT) : Dynamics

Monomer attachment/detachment (Becker-Doring c. 1930):

$$\frac{dc_n}{dt} = \left(f_{n-1} c_{n-1} c_1 - g_n c_n\right) - \left(f_n c_n c_1 - g_{n+1} c_{n+1}\right)$$

Si l'on developper pour $n \gg 1, c_n(t) \rightarrow c(n,t)$ etc.

$$f(n-1) = f(n) - f'(n) + \frac{1}{2} f''(n) + \ldots$$

on se trouve

$$\frac{dc(n,t)}{dt} = \frac{\partial}{\partial n}\left(\left(g(n) - f(n)\right) c(n,t) + \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial n}\left(f(n) + g(n)\right) c(n,t) + \ldots\right)$$

“Tunitskii equation”

Classical Nucleation Theory (CNT) : Dynamics

Monomer attachment/detachment (Becker-D¨oring c. 1930):
Si l'on demande aussi la condition de bilan détaillé ("detailed balance"),

$$f(n)e^{-\beta\Delta\Omega(n)}=g(n+1)e^{-\beta\Delta\Omega(n+1)}$$

est developpe comme

$$\begin{aligned}g(n)&=f(n-1)e^{\beta\Delta\Omega(n)-\beta\Delta\Omega(n-1)}\\&=f(n)-\frac{\partial f(n)}{\partial n}+f(n)\frac{\partial\beta\Delta\Omega(n)}{\partial n}+\dots\end{aligned}$$

on trouve une resultat trés connu, l'equation de Zeldovich (1942):

$$\frac{dc(n,t)}{dt}=\frac{\partial}{\partial n}\left(-f(n)\frac{\partial\beta\Delta\Omega}{\partial n}+f(n)\frac{\partial}{\partial n}\right)c(n,t)$$

Notez qu'il semble un équation de type Fokker-Planck.

Classical Nucleation Theory (CNT) : Nucleation rates

Si l'on commence avec une solution de monomères, éventuellement un cristal sera nucléée et il va consommer les monomères. C'est une
processus pas soutenu. Mais, si l'on ajouter des monomères est si l'on enleve des amas post-critique, on peut faire une état stationairre. Dans ce cas, la solution de l'equation Zeldovich est facile:

$$0=\frac{dc(n,t)}{dt}=\frac{\partial}{\partial n}\left(-f(n)\frac{\partial \beta\Delta\Omega}{\partial n}+f(n)\frac{\partial}{\partial n}\right)c(n,t)$$

$$\begin{aligned} J &= -f(n)\frac{\partial \beta\Delta\Omega}{\partial n}c(n,t)+f(n)\frac{\partial}{\partial n}c(n,t) \\ &= -f(n)e^{-\beta\Delta\Omega}\frac{\partial}{\partial n}e^{\beta\Delta\Omega}c(n,t) \end{aligned}$$

$$c(n)=A\,e^{-\beta\Delta\Omega(n)}+B\,e^{-\beta\Delta\Omega}\int_1^n e^{\beta\Delta\Omega(n')}/f(n')\,dn'$$

Alors, car c (n *) = 0, la solution est $$c(n)=B\,e^{-\beta\Delta\Omega}\int_n^{n^*} e^{\beta\Delta\Omega(n')}/f(n')\,dn'$$

Classical Nucleation Theory (CNT) : Nucleation rates

On peut écrire le résultat comme

$$c(n)=c(1)\,e^{-\beta(\Omega(n)-\Omega(1))}\int_{n}^{n^*} e^{\beta\Delta\Omega(n')}/f(n')\,dn'\Big/\int_{1}^{n^*} e^{\beta\Delta\Omega(n')}/f(n')\,dn'$$

$$\frac{dc(n,t)}{dt}=\frac{\partial}{\partial n}\left(-f(n)\frac{\partial\beta\Delta\Omega}{\partial n}+f(n)\frac{\partial}{\partial n}\right)c(n,t)\equiv\frac{\partial}{\partial n}J(n)$$

$$\underbrace{\frac{d}{dt}\int_{1}^{n^*} c(n,t)\,dn}_{\substack{\text{rate of change of total number of clusters}\\ \text{per unit volume}}} \quad = \quad \underbrace{J(n^*)}_{\substack{\text{rate removed}\\ \text{per unit volume}}} \quad - \quad \underbrace{J(1)}_{\substack{\text{rate added}\\ \text{per unit volume}}}$$

Rate removed per unit volume == rate of formation of critical clusters

Classical Nucleation Theory (CNT) : Nucleation rates

On peut écrire le résultat comme

$$c(n)=c(1)e^{-\beta(\Omega(n)-\Omega(1))}\int_{n}^{n^*} e^{\beta\Delta\Omega(n')}/f(n')dn'/\int_{1}^{n^*} e^{\beta\Delta\Omega(n')}/f(n')dn'$$

La taux est simplement la flux:

$$J(n*)=\left(f(n)e^{-\beta\Delta\Omega}\frac{\partial}{\partial n}e^{\beta\Delta\Omega}c(n,t)\right)_{n*}=c(1)\left(\int_{1}^{n^*} e^{\beta\Delta\Omega(n)}/f(n)dn\right)^{-1}$$

Un évaluation par “steepest descent” donne le resultat

$$J\approx c_1 f(n*)\sqrt{\frac{1}{2\pi}}\sqrt{|\Delta\beta\Omega''(n*)|}\exp(-\Delta\beta\Omega(n*))$$

Classical Nucleation Theory (CNT) : Dynamics

Monomer attachment frequency: Diffusion-limited growth
La taux de fixation de monomères est évidemment determiné par la taux auquel les monomères frappe la surface Pour ca, on suppose que le mouvement des momomères est par la processus de diffusion. Donc,

$$\frac{\partial c_1}{\partial t} = D\nabla^2 c_1 = D\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2} r c_1$$

On suppose que il y a un état de quasi-equilibre,

$$\frac{\partial c_1}{\partial t} = 0 = D\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2} r c_1 \rightarrow c_1(r) = c_1(\infty) + \frac{a}{r}$$

Si chaque molécule qui arrive est fixé, la condition à la limite est
c(R) = 0 de sorte que

$$c_1(r) = c_1(\infty)\left(1 - \frac{R}{r}\right)$$

Classical Nucleation Theory (CNT) : Dynamics

Monomer attachment frequency: Diffusion-limited growth

Parce-que on a une état stationnaire, la nombre total des monomères dans la volume total est constant:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_V c_1(r;t)\,d\boldsymbol{r}=D\int_v \nabla^2 c_1\,d\boldsymbol{r}$$

$$=D\left(S(R_{max})\,c'_1(R_{max})-S(R)\,c'_1(R)\right)$$

Donc, la nombre fixé sur la surface par unité de temps est simplement DS(R)c'(R) de sorte que

$$\begin{aligned} f_n &= f(R(n)) \\ &= D\,4\pi R^2(n)\,c_1{}'(R) \\ &= D\,4\pi R(n)\,c_1(\infty) \end{aligned}$$

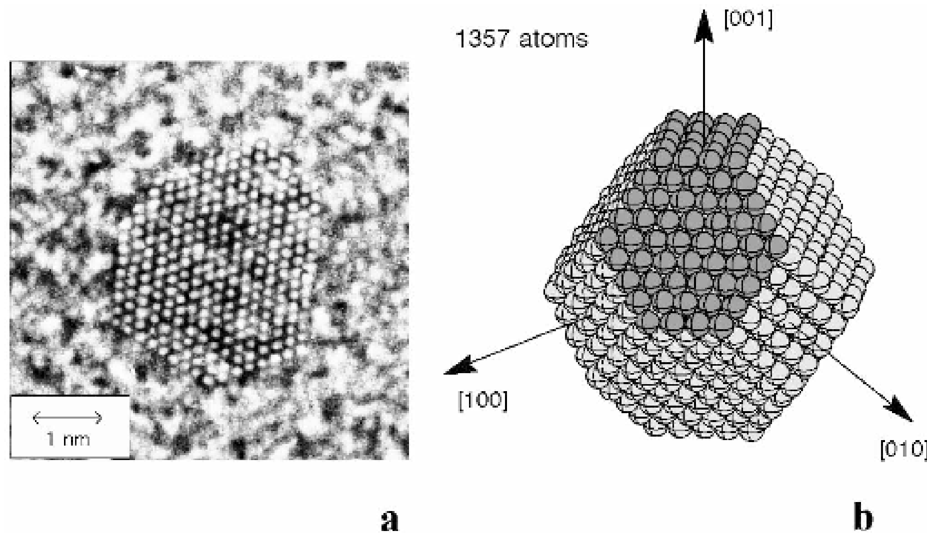
$$c_1(r)=c_1(\infty)\left(1-\frac{R}{r}\right)$$

$$c'_1(r)=c_1(\infty)\frac{R}{r^2}$$

AMAS OU AGREGATS ATOMIQUES

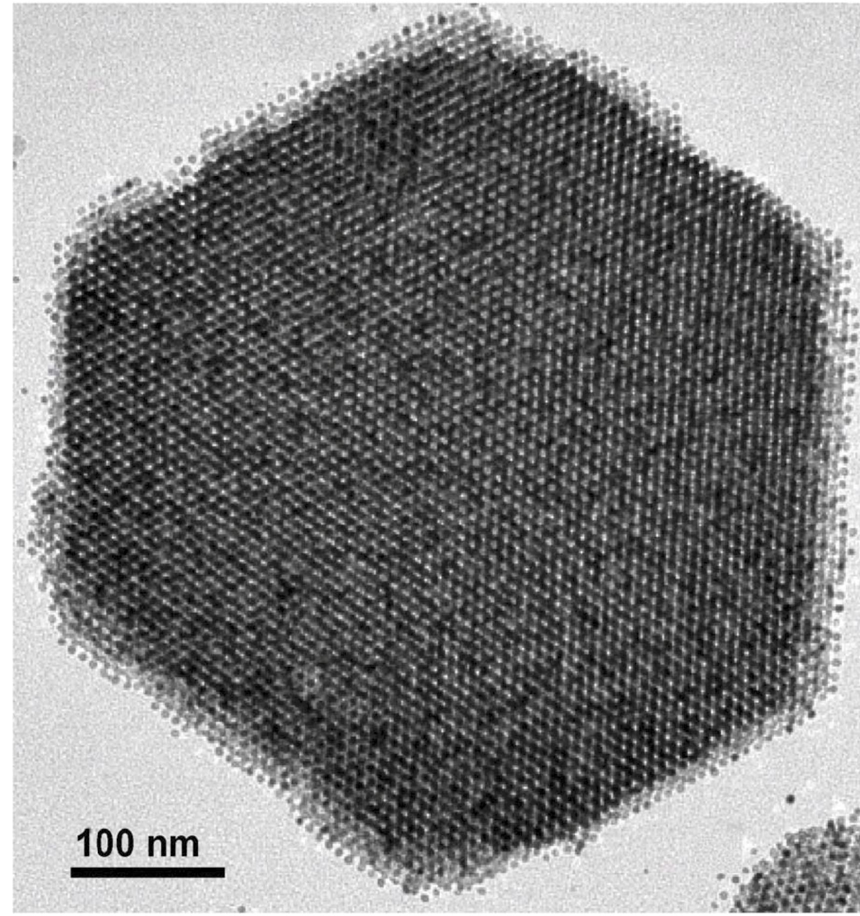
- L'auto-assemblage: Nucleation
  - Modele de l'amas: “capillary model”.
  - Thermodynamics
  - Becker-Doring model
  - Zeldovich equation
  - Taux de nucléation
- Nanoparticules cristalline
  - Structure cristalline
  - Indices de Miller
  - Tension de surface
  - Forme des Cristaux
  - Transitions de phase
- Proprietes electronique des agregats

NANOPARTICULES CRISTALLINES



Co nanoparticle

M. Jamet et al., Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 4676



$CoPt_3$ nanoparticle

Shevchenko, O'Brien, Murray (Columbia, IBM)

Structure des cristaux

Structure: Réseau Bravais avec une ou plusieurs molécules positionné par rapport au point du réseau.

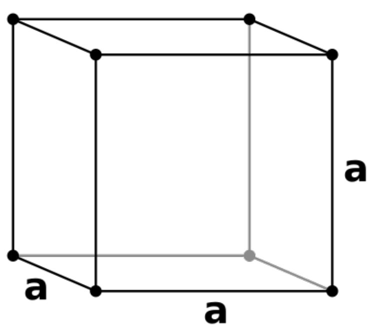
Les point du réseau sont donnés comme:

$$\mathbf{R}_i = n_1\, \mathbf{a}_1 + n_2\, \mathbf{a}_2 + n_3\, \mathbf{a}_3$$

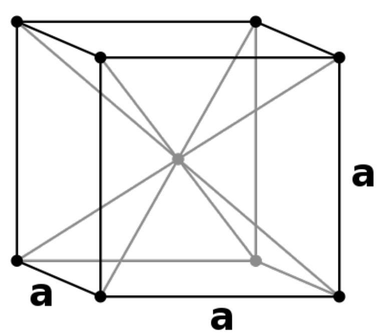
ou $\{\mathbf{a}_i\}$ sont **les vecteur de bases du réseau** est $\{n_i\}$ sont des nombres entiers.

paramètre du réseau

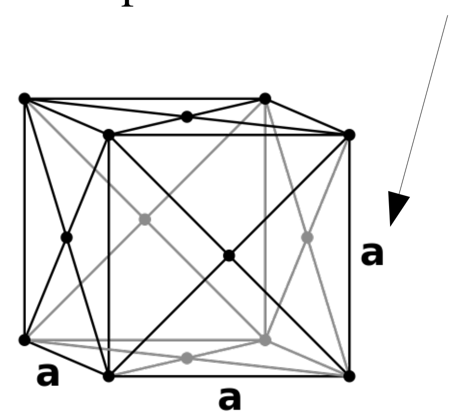
Cellule unitaire



Simple Cubic (N_{nn}=6)



Body-Centered Cubic (N_{nn}=8)



Face-Centered Cubic (N_{nn}=12)

http://en.wikipedia.org/wiki/Face-centered_cubic

Structure des cristaux (suite)

Réseau réciproque :tous les vecteurs d'onde qui sont périodique sur le réseau :

$$\exp\left(i\boldsymbol{K}_j\cdot\left(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{R}_l\right)\right)=\exp\left(i\boldsymbol{K}_j\cdot\boldsymbol{r}\right)\rightarrow\boldsymbol{K}_j\cdot\boldsymbol{R}_l=2\pi\,n\,\delta_{jl}, \qquad n\in\mathbb{Z}$$

Il s'ensuite que $\mathbf{K}=\sum_{j=1}^{d}m_j\,\mathbf{b}_j$

ou $\boldsymbol{a}_i\cdot\boldsymbol{b}_j=2\pi\delta_{ij}\rightarrow\boldsymbol{b}_1=2\pi\dfrac{\boldsymbol{a}_2\times\boldsymbol{a}_3}{\boldsymbol{a}_1\cdot\left(\boldsymbol{a}_2\times\boldsymbol{a}_3\right)}$

FCC<->BCC SC<->SC

Surfaces : Indices de Miller 1

Théorème: pour chaque famille de plans du réseau séparés par une distance “d”, il ya des vecteurs du réseau réciproque perpindicular les plans et la plus courte a une longueur de 2π/d.

(Apres Mermin and Ashcroft, “Solid State Physics”, Holt, Reinhard and Winston, 1976, PA.)

Preuve:

Si la normale aux plans est $\hat{\boldsymbol{n}}$, la vecteur $\boldsymbol{K}=2\pi\hat{\boldsymbol{n}}/d$ est dans la réseau réciproque:

Parce-que si $\boldsymbol{R}_i \in \text{plane } m_i$ et $\boldsymbol{R}_j \in \text{plane } m_j$

$$\begin{aligned}\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{R}_i &= \boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{R}_j+\boldsymbol{K}\cdot\left(\boldsymbol{R}_i-\boldsymbol{R}_j\right)\\ &= \boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{R}_j+\boldsymbol{K}\cdot\left\{\left(m_i-m_j\right)d\,\hat{\boldsymbol{n}}+\left(\boldsymbol{R}_i-\boldsymbol{R}_j\right)_{\text{perp}}\right\}\\ &= \boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{R}_j+2\pi\left(m_i-m_j\right)\end{aligned}$$

$$\rightarrow \boldsymbol{K}\cdot\left(\boldsymbol{R}_i-\boldsymbol{R}_j\right)=\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{R}_l=2\pi\left(m_i-m_j\right)$$

Difference of two lattice vectors is a lattice vector

$$\rightarrow \exp\left(i\,\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{R}_l\right)=\exp\left(i\,2\pi\left(m_i-m_j\right)\right)=1$$

Surfaces: Indices de Miller 2

Les indices de Miller d'un plan du réseau sont les coordonnées du plus petit vecteur du réseau réciproque qui soit normal à ce plan, par rapport à un ensemble spécifié de vecteurs de bases. Un plan d'indices de Miller (*h*,*k*,*l*) est donc normal au vecteur du réseau réciproque:

$$\boldsymbol{K}=h\,\boldsymbol{b}_1+k\,\boldsymbol{b}_2+l\,\boldsymbol{b}_3\,,\ \ (h\,,k\,,l)$$ des entiers sans facteur commun

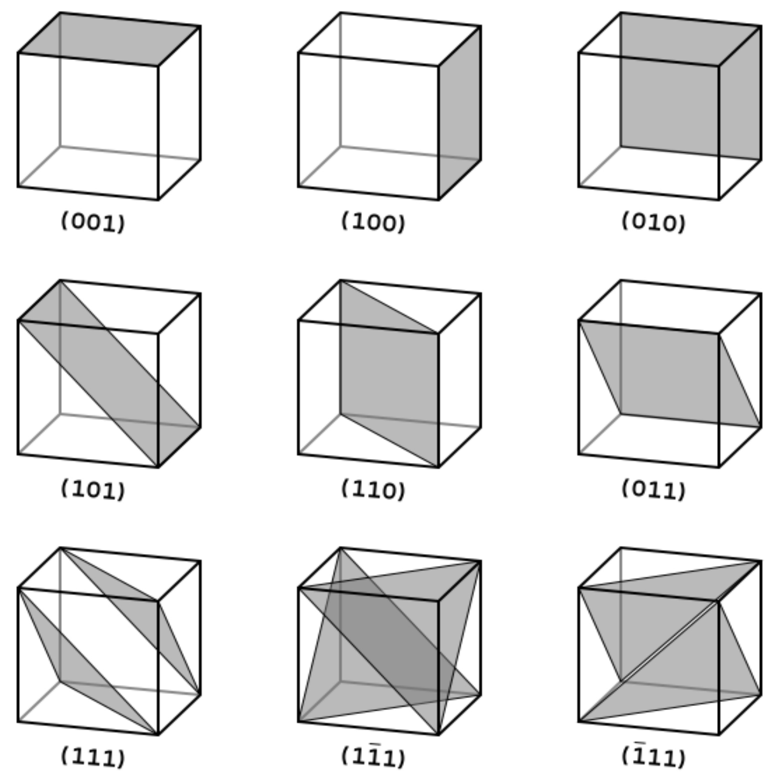
Alternative: $\boldsymbol{b}_i\cdot\boldsymbol{a}_j=2\pi\,\delta_{ij}$

Eq. pour plane $\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{r}=A$

$$\boldsymbol{r}=x_1\boldsymbol{a}_1\rightarrow\ \ A=\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{r}=x_1\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{a}_1=2\pi\,x_1 h$$

donc, $h=A/x_1,\ \ldots k=A/x_2\ \ldots\ l=A/x_3$

$$\rightarrow h:k:l=\frac{1}{x_1}:\frac{1}{x_2}:\frac{1}{x_3}$$

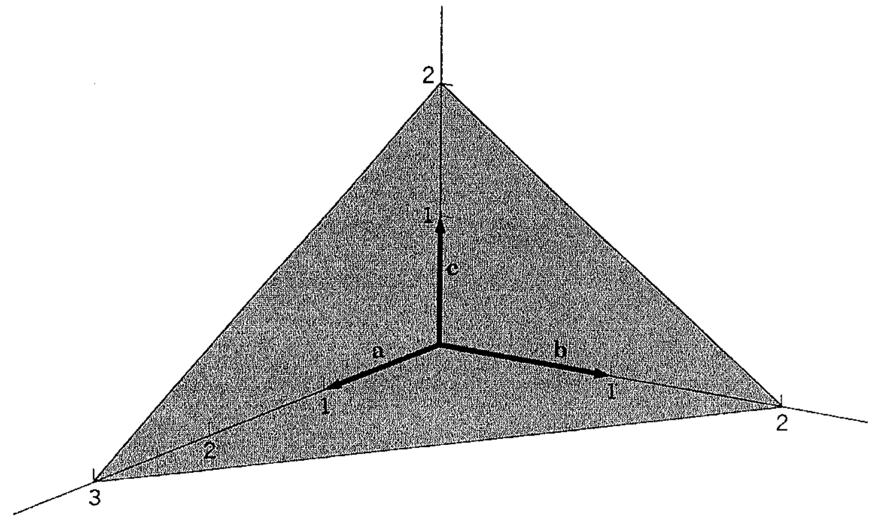


http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=File:Miller_Indices_Cubes.svg&page=1

Surfaces : Indices de Miller 3

Les intersections avec les axes sont:

$$h:k:l=\frac{1}{x_1}:\frac{1}{x_2}:\frac{1}{x_3} \quad \rightarrow \quad \frac{h}{k}=\frac{x_2}{x_1}, \quad \frac{h}{l}=\frac{x_3}{x_1}$$



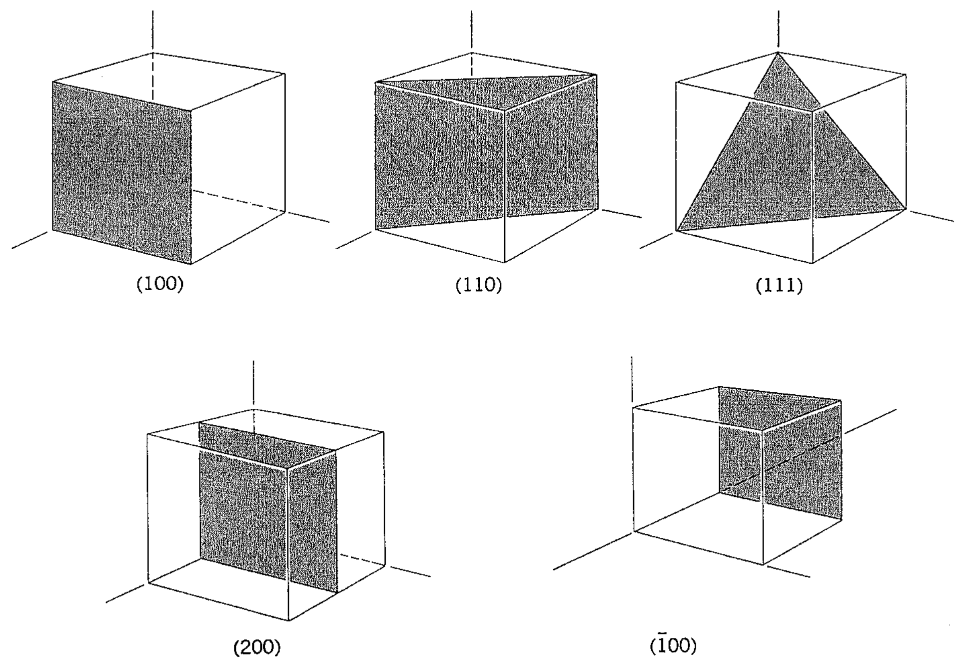
Example

$$x_1=3, x_2=2, x_3=2$$

$$x_1=3, x_2=2 \rightarrow \frac{h}{k}=\frac{2}{3} \rightarrow 3h=2k$$

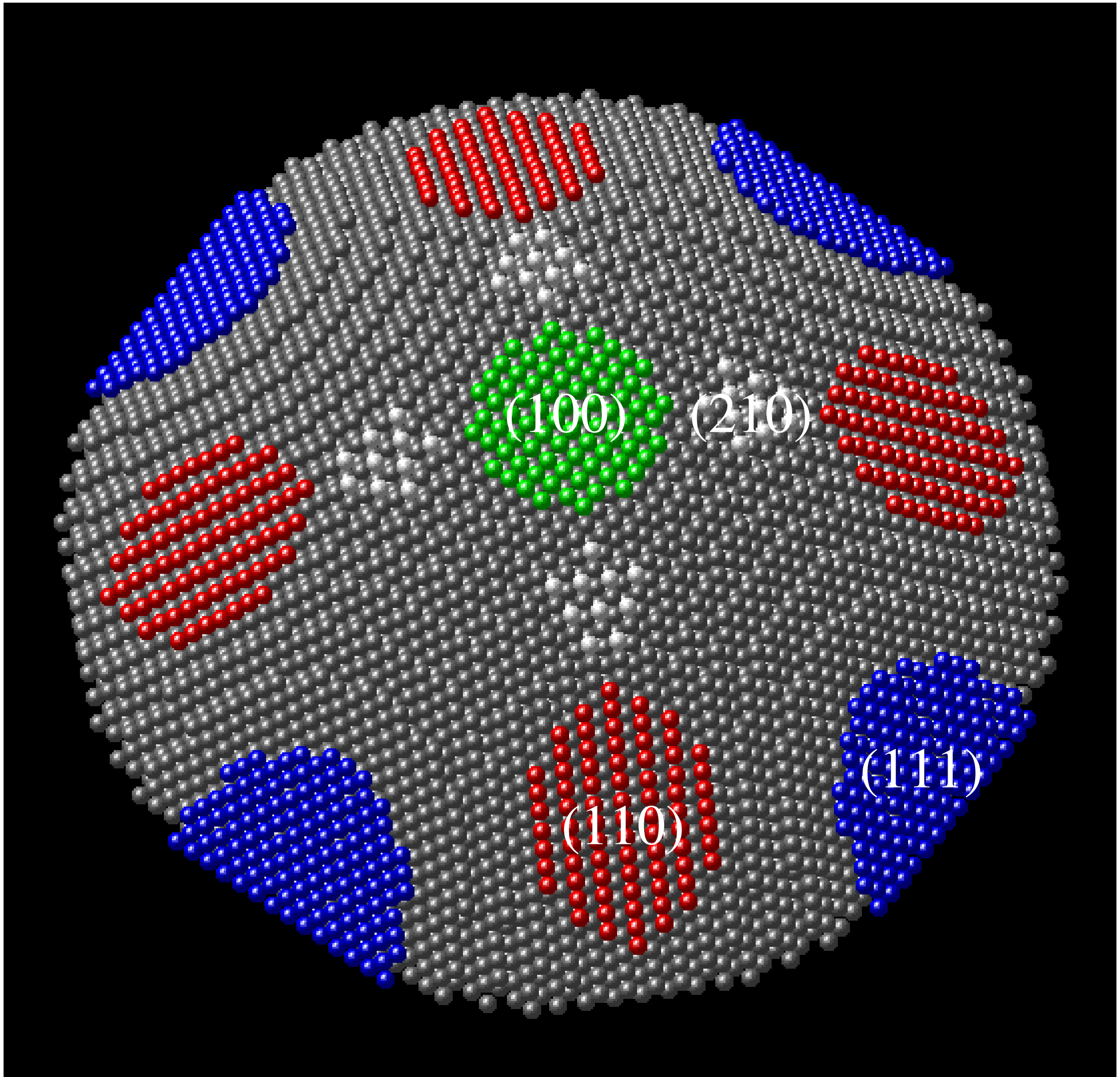
$$x_1=3, x_3=2 \rightarrow \frac{h}{l}=\frac{2}{3} \rightarrow 3h=2l$$

$$\rightarrow (hkl)=(2,3,3)$$



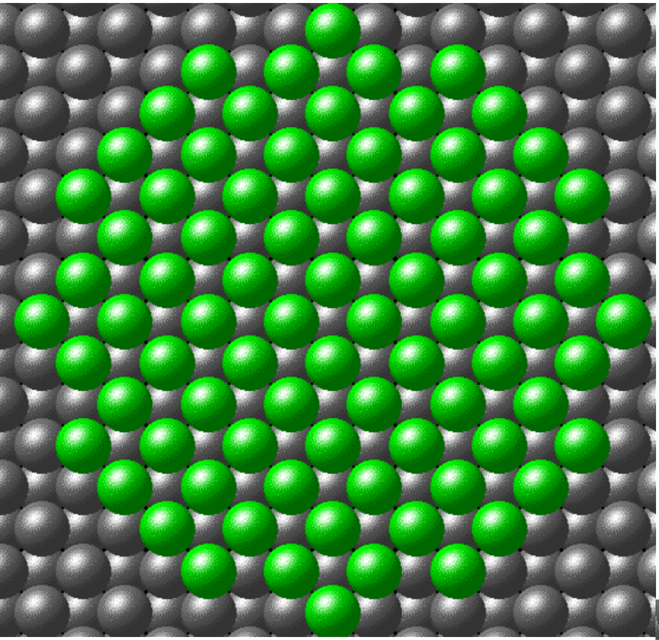
Surfaces : Indices de Miller 4

cristal cubique faces centrées



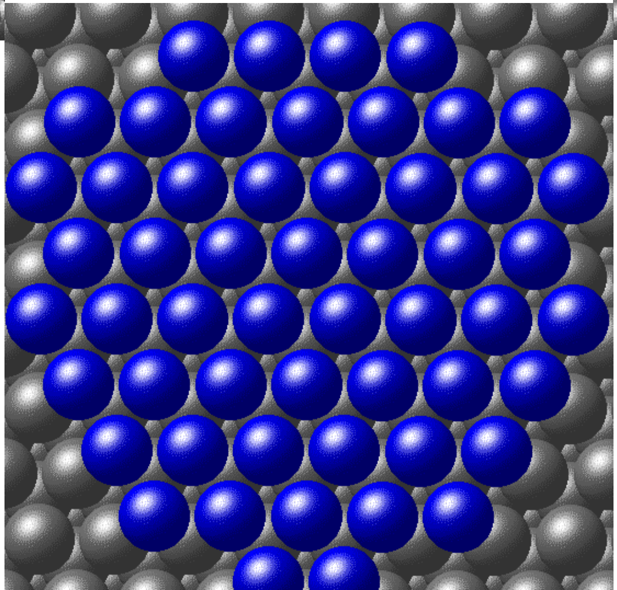
Surfaces : Indices de Miller 5

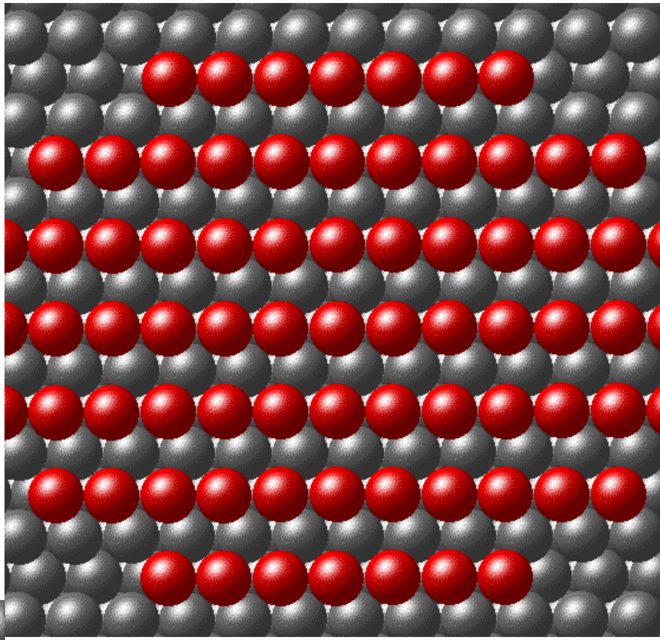
cristal cubique faces centrées



(100)

(111)





(110)

Surfaces: Propriétés

Souvent, la propriété la plus importante de surfaces différentes sont leurs densités.

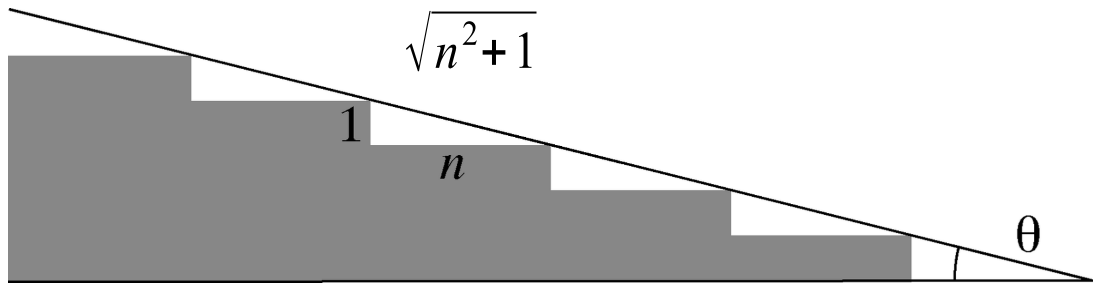
Volume du cellule unitaire: $V = \left| \vec{a}_1 \cdot \left(\vec{a}_2 \times \vec{a}_3 \right) \right|$

Densité des pointes sur un plan de réseau: $\sigma = d / v$

Les plus denses plans:

FCC: (111)
BCC: (110)
SC : (100)

Tension de Surface: Anisotropie



Energie d'un atome de terrace: a

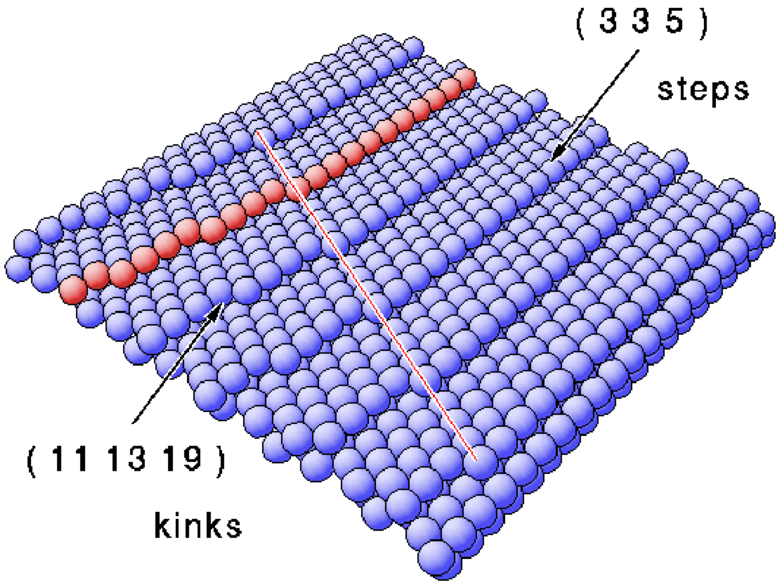
Energie d'un atome de marche: b

Energie par unité de surface: $$\gamma = \frac{an+b}{\sqrt{n^2+1}}$$

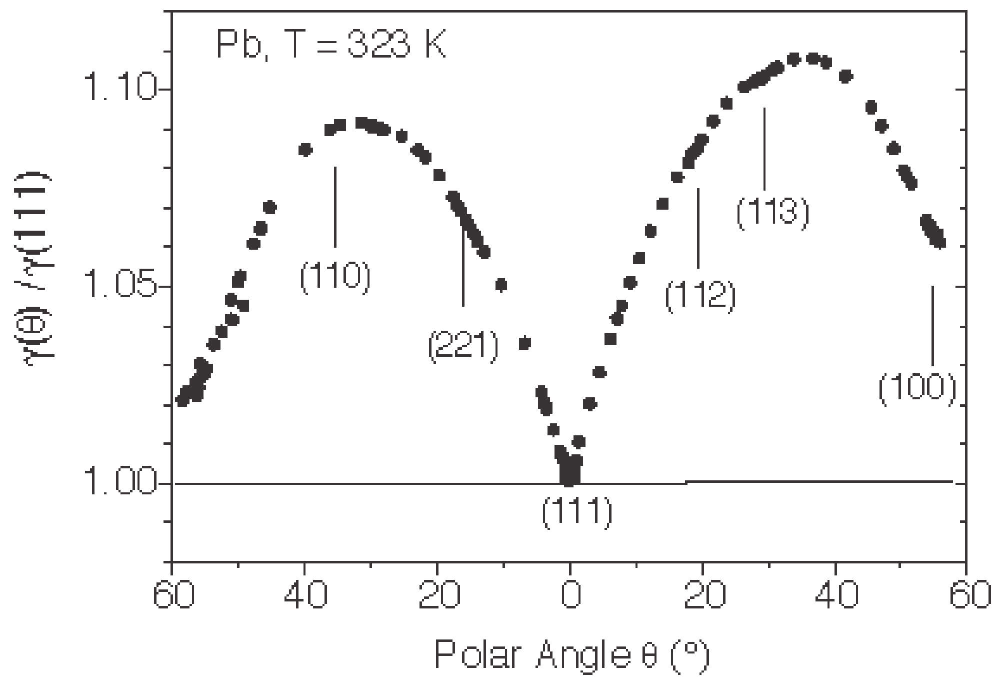
Angle entre le plan de surface et les terraces: θ $$\frac{n}{\sqrt{n^2+1}} = \cos\theta \qquad \frac{1}{\sqrt{n^2+1}} = \sin\theta$$

Tension superficielle: $$\gamma(\theta) = a\cos\theta + b|\sin\theta|$$

Tension de Surface: Anisotropie



High Miller indexed fcc surface with steps / kinks



H. P. Bonzel, *3D equilibrium crystal shapes in the new light of STM and AFM*, Phys. Rep. **385** (2003) 1-67

Forme des Cristaux

La forme d'un cristal est celle qui minimise l'énergie de surface

(Curie, 1885; Wulff, 1901).

Energie libre: $dF = -P_{\text{fluid}}\, dV_{\text{fluid}} - P_{\text{crystal}}\, dV_{\text{crystal}} + \oiint \gamma(\boldsymbol{n}) \; dA$

conservation du volume: $dV_{\text{fluid}} = -dV_{\text{crystal}}$

$$dF = -\left(P_{\text{crystal}} - P_{\text{fluid}}\right) dV_{\text{crystal}} + \oiint \gamma(\boldsymbol{n}) \; dA = 0$$

Energie de surface minimum:

$$\min \oiint \gamma(\boldsymbol{n})\, dA$$

contrainte de volume constant:

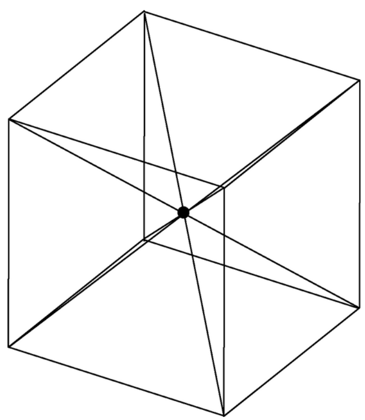
$$\iiint dV = \text{constant}$$

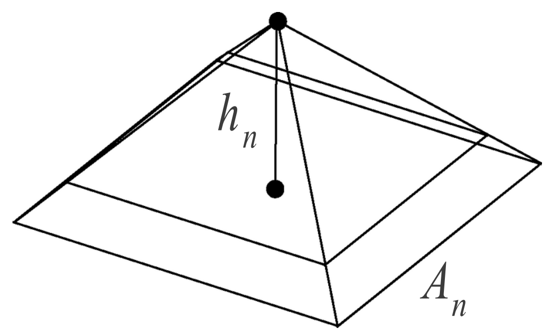
Forme des Cristaux

La forme d'un cristal est celle qui minimise l'énergie de surface

(Curie, 1885; Wulff, 1901).

Décomposition du cristal en domaines pyramidaux:





Parce-que la pyramid est autosimilaire ("self-similar") comme fonction de la distance au-dessous la point, la surface d'une section varie comme $A(h) = A(h_0) \times \left(\frac{h}{h_0}\right)^2$ indépendamment de la forme.

Donc, la volume est $\int_0^{h_n} A(z)\,dz = \frac{1}{3} A_n h_n$

Forme des Cristaux

La forme d'un cristal est celle qui minimise l'énergie de surface

(Curie, 1885; Wulff, 1901).

Il s'ensuite que

$$A_n(h) = A_n(h_0)\,h_n^2 \rightarrow \delta A_n = 2(A_n / h_n)\,\delta h_n$$

$$V_n = \frac{1}{3} A_n h_n \rightarrow \delta V_n = A_n \delta h_n$$

Minimisez l'énergie de la surface à volume constante:

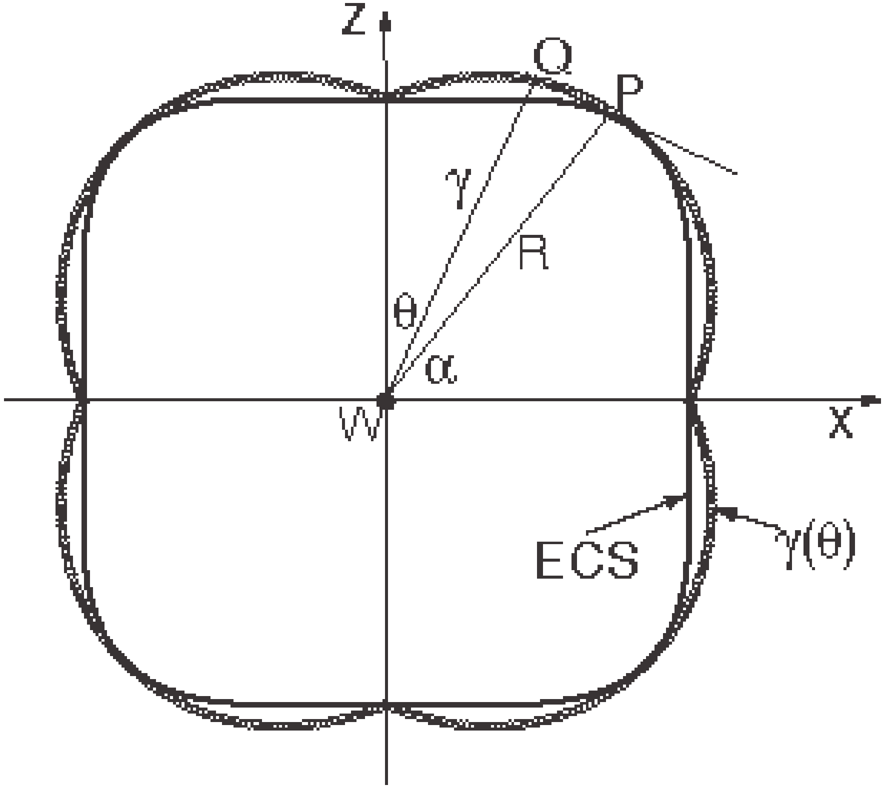
$$0 = \delta(F - \lambda(V - V_0)) = \Delta P\,\delta V + \sum \gamma_n \delta A_n - \lambda\,\delta V - \delta\lambda (V - V_0)$$

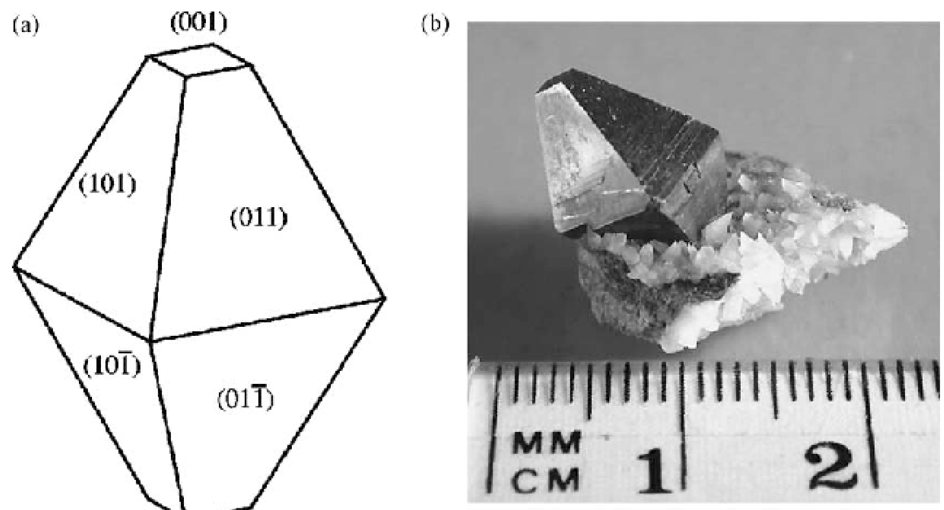
$$0 = \sum \left(\frac{2}{h_n} A_n \gamma_n - \lambda A_n + \Delta P A_n\right) \delta h_n + \delta\lambda (V - V_0)$$

$$0 = \sum \left(\gamma_n - \frac{(\lambda - \Delta P)}{2} h_n\right) 2 A_n \frac{\delta h_n}{h_n} + \delta\lambda (V - V_0)$$

$$\rightarrow h_n = constant \times \gamma_n$$

Construction de Wulff(1901)





U. Diebold, *The surface science of titanium dioxide*, Surf. Sci. Rep. **48** (2003) 53-229

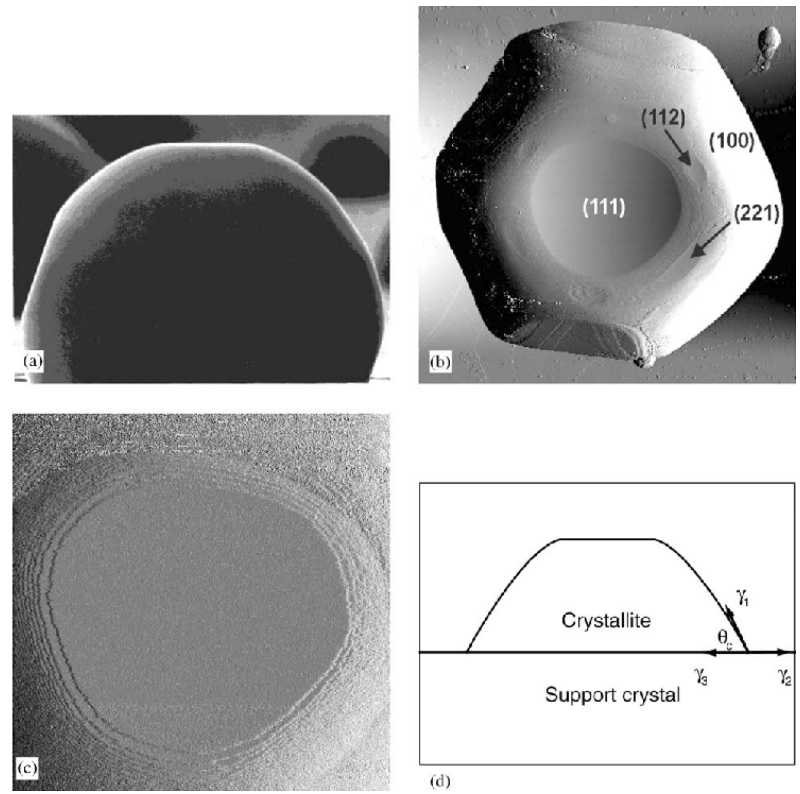
Structures d'Equilibre 3D

$T = 0$: polyhèdre avec faces planes et arêtes anguleuses

$0 < T < T_R$: faces planes avec arêtes arrondies

$T_R < T$: surface arrondie

T_R : température de la transition rugueuse



(a) cristal de Pb vu dans la direction [110], $T = 300$ K

(b) Pb/Ru(001), $T = 323$ K, rayon des faces ~ 140 nm

(c) cristal de Pb, $T = 363$ K, rayon de la face (111) ~ 230 nm

H. P. Bonzel, *3D equilibrium crystal shapes in the new light of STM and AFM*, Phys. Rep. **385** (2003) 1-67

Structures d'Equilibre 3D

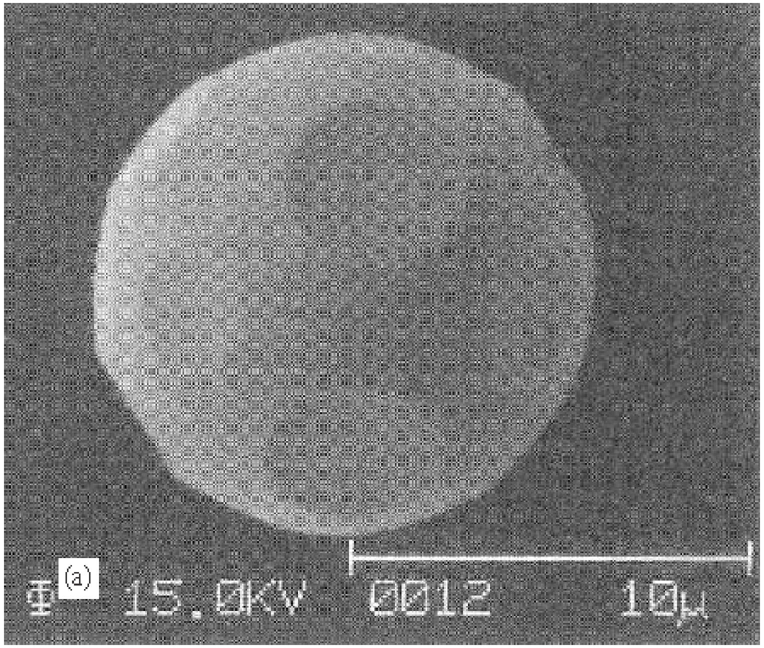
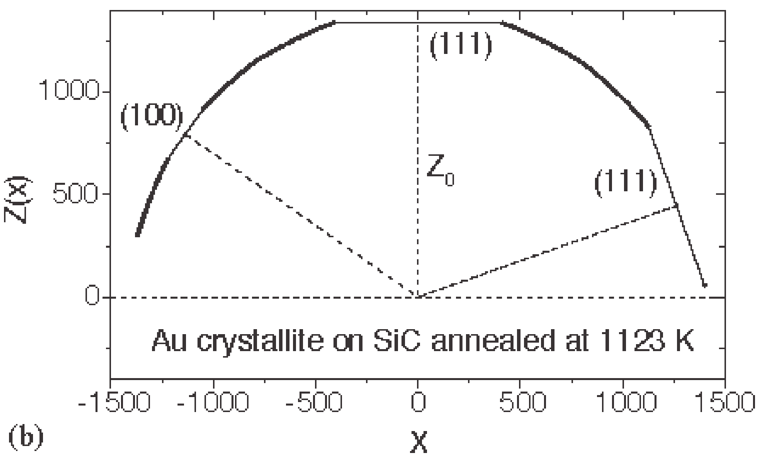
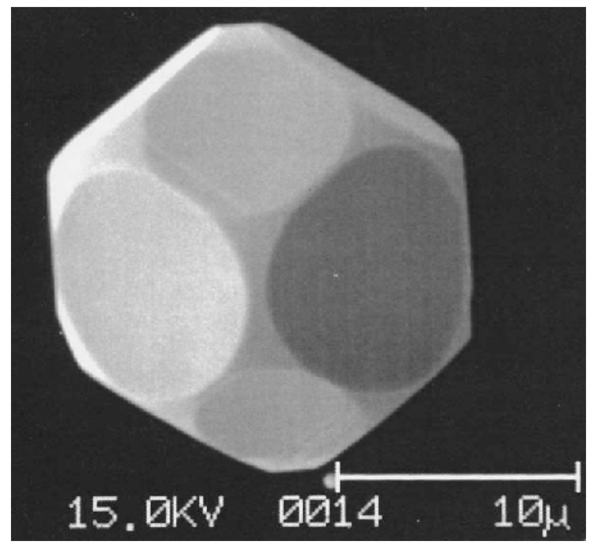


Image SEM d'un cristal de Au sur un substrat de SiC, incubation pendant 72h à T = 1123 K



(b)

Cristal d'un alliage de Ni avec 5% Pb et 0,08% Bi, à T = 548 K



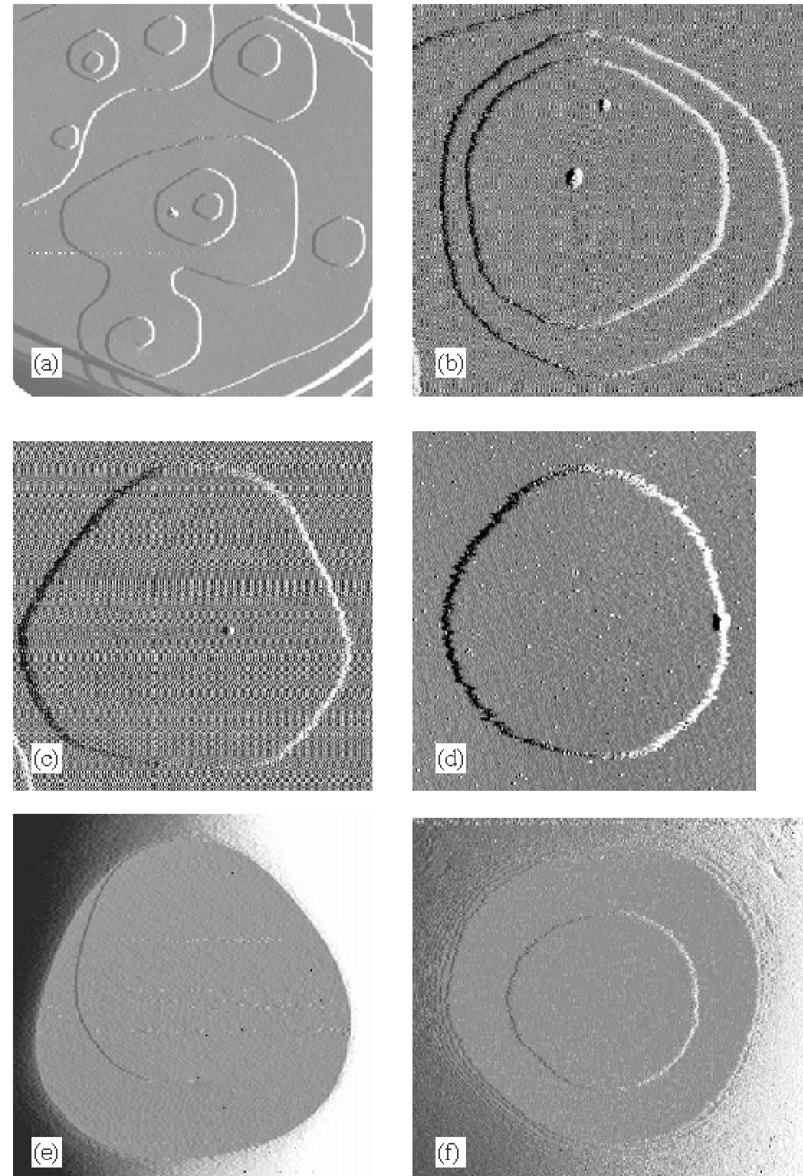
H. P. Bonzel, *3D equilibrium crystal shapes in the new light of STM and AFM*, Phys. Rep. **385** (2003) 1-67

Structures d'Equilibre 2D

tension de ligne (tension de surface à 1D)

$T = 0$: polygone
$T > 0$: îlot arrondi

La température de la transition rugueuse est nulle à 2D, car il n'y a pas de transition de phase à 1D.



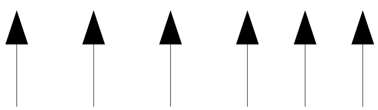
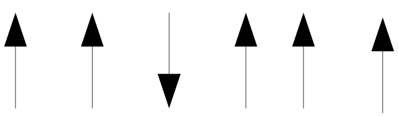
Ilots sur une surface de Pb(111):
(a) T = 150 K, 250 nm x 250 nm
(b) T = 167 K, rayon de la face du dessus ~ 36 nm
(c) T = 172 K, rayon ~ 32 nm
(d) T = 277 K, rayon ~ 42 nm
(e) T = 308 K, rayon ~ 280 nm
(f) T = 323 K, rayon ~ 110 nm

H. P. Bonzel, *3D equilibrium crystal shapes in the new light of STM and AFM*, Phys. Rep. **385** (2003) 1-67

Il n’y a pas de transition de phase à 1D.

Théorème: Il n'ya pas de transition de phase dans un système 1D infinie si les interactions sont à courte portée. (Landau, 1950)

Preuve (l'idée):

	L'energie U	L'entropie $S = k_B \ln W$	$F = U - TS$
I:  ...	$-N\varepsilon$	0	$-N\varepsilon$
II:  ...	$-(N-2)\varepsilon \ \ +2\varepsilon$	$k_B \ln N$	$-(N-4)\varepsilon - k_B T \ln N$

$$\Delta F = F_I - F_{II} = \quad -4\varepsilon + k_B T \ \ln N \ > \ 0$$ si N est assez grande.

Il n'y a pas de transition de phase à 1D.

Théorème: Il n'ya pas de transition de phase dans un système 1D infinie si les interactions sont à courte portée.

Preuve (Landau, 1950)

L. D. Landau, E. M. Lifshitz, Statistical Physics I (Pergamon Press, New York,(1980).

S'il ya deux phases et une transition entre les deux, alors il ya une condition de coxistence. À la coexistence, le modèle capillaire donne

$$\Omega = L\omega + n\gamma + k_B T\left(\frac{n}{L}\ln\left(\frac{n}{L}\Lambda\right) - \frac{n}{L}\right)L$$

$$= L\omega + n\gamma + k_B T\left(n\ln(n) - n\left(1 - \ln\left(\frac{\Lambda}{L}\right)\right)\right)$$

Ce qui est nouveau, le dernier terme, est l'entropie d'une solution diluée des frontières (simplement, l'energie d'un gaz parfait). Mais,

$$\frac{\partial\Omega}{\partial n} = \gamma + k_B T\ln(n) + k_B T\ln\left(\frac{\Lambda}{L}\right) < 0, \qquad \text{si } \frac{\Lambda}{L} \Rightarrow 0$$

La bord de “courte porteé” est l'inverse du carré. D. Ruelle, Comm. Math. Phys. 9:267 (1968), F. J. Dyson, Comm. Math. Phys. 12:91 (1969).