

# Nanomatériaux

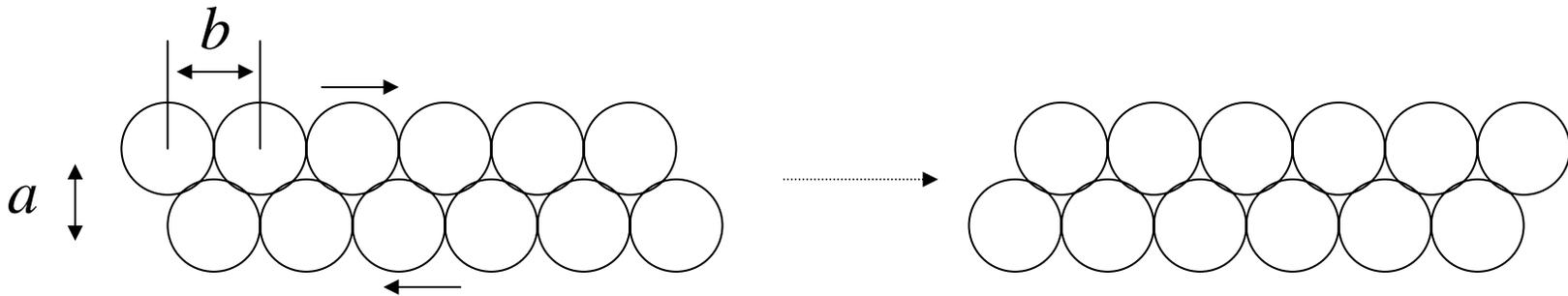
Anaël Lemaître

# Plan du cours

- Top-down: éléments de thermodynamique
  - Cristallisation
  - Équilibre thermodynamique d'un alliage
  - Décomposition spinodale
- Bottom-up:
  - Interactions élémentaires et cohésion des solides
  - Méthodes numériques
- Mécanismes élémentaires de la déformation
  - Élasticité
  - Plasticité/fluage

# Seuil théorique de plasticité

Glissement plan sur plan:



**Seuil théorique:**

$$\sigma_{\max} = \frac{\mu b}{2\pi a}$$

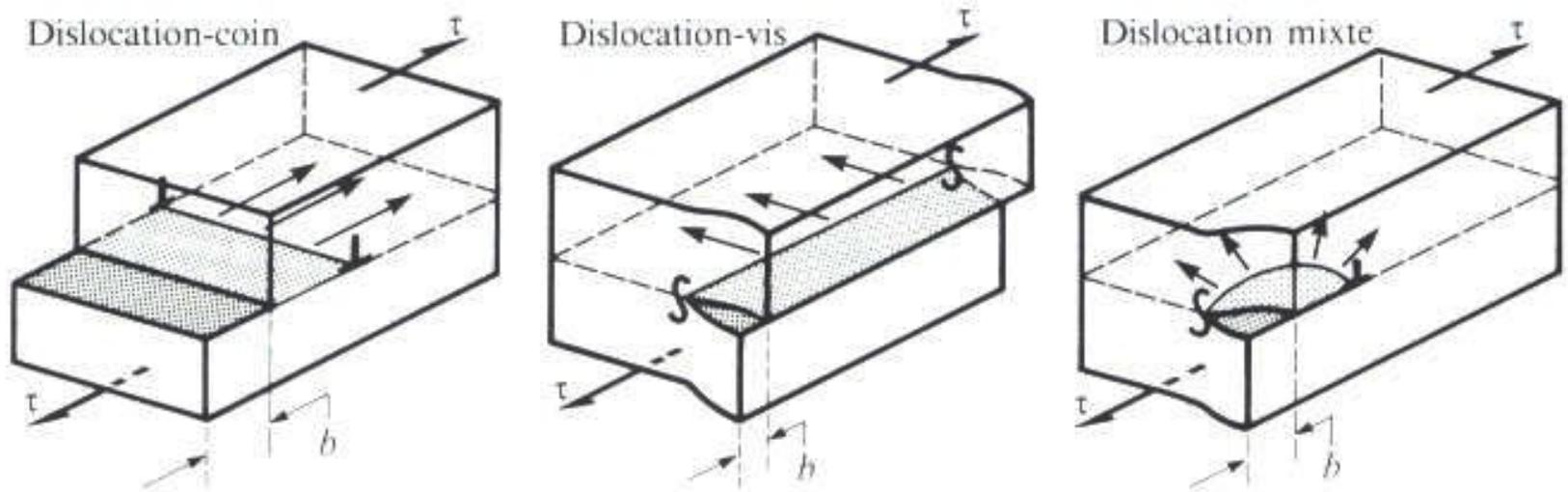
## Estimation de la contrainte de glissement

$$\sigma_{12}^{max} \approx \frac{\mu b}{2\pi a}$$

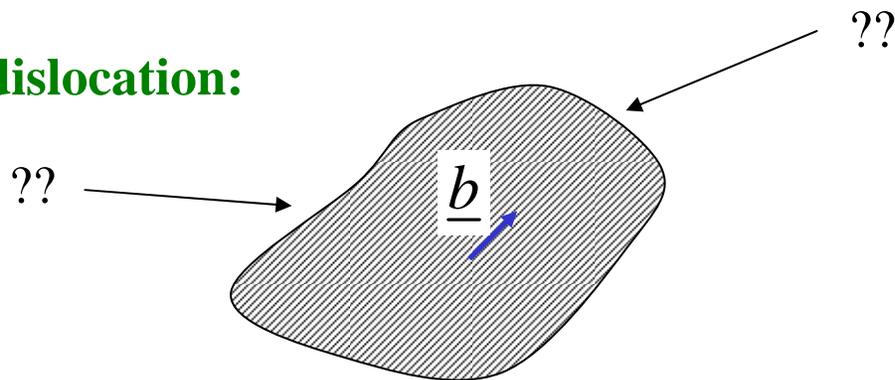
Métal	$\mu$ Module de cisaillement MPa	$\sigma_{12}^{max}$ Théorique MPa	$\sigma_{12}^{max}$ Expérimental MPa
Al	24 400	3 900	0,79
Ag	25 000	3 980	0,37
Cu	40 700	6 480	0,49
Fe	59 000	9 400	26,60
Mg	16 500	2 600	0,39

**Le mécanisme n'est donc pas un glissement plan sur plan**

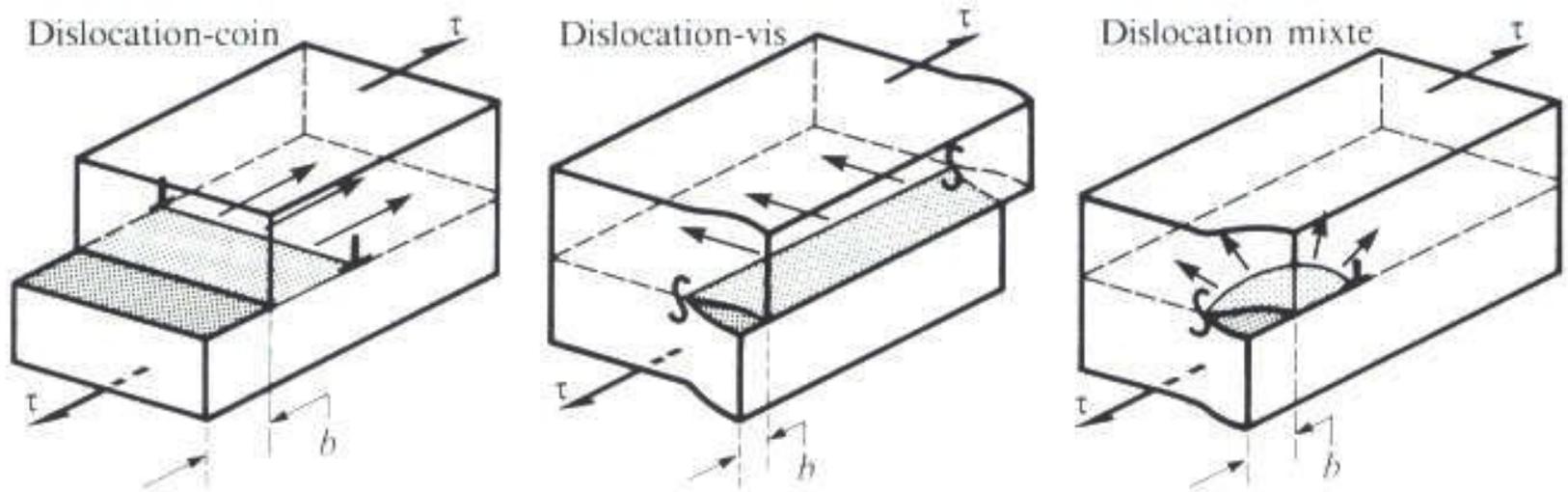
# Dislocations



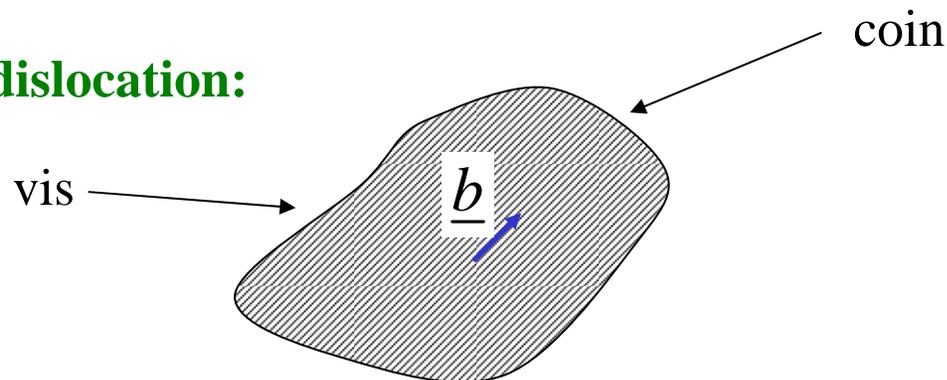
**Boucle de dislocation:**



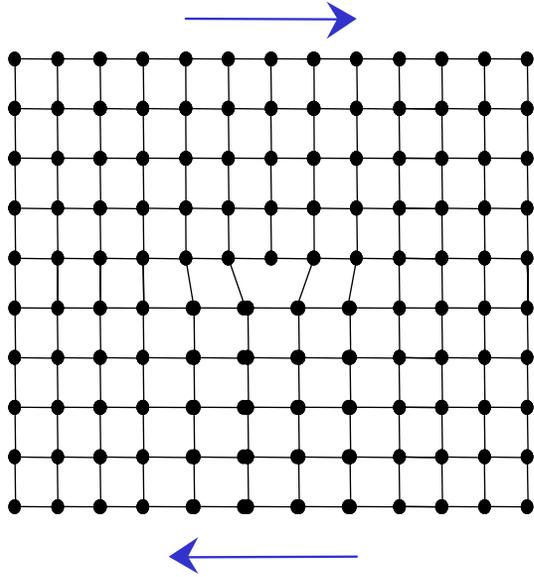
# Dislocations



**Boucle de dislocation:**

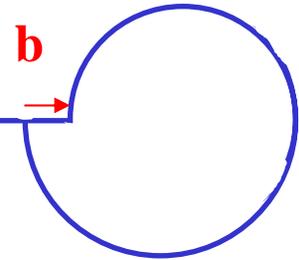


# Énergie d'une dislocation

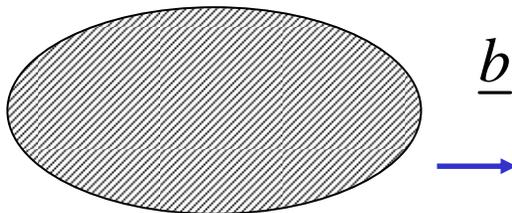


Volterra (1907)

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{rr} = \sigma_{\theta\theta} = \frac{-\mu b \sin(\theta)}{\pi r} \\ \sigma_{r\theta} = \frac{\mu b \cos(\theta)}{\pi r} \\ \sigma_{zz} = \frac{-2\mu b v \sin(\theta)}{\pi r} \end{array} \right.$$



Rq: forme à l'équilibre d'une boucle de dislocations:



Le champ de contrainte (ou de déformation) permet de calculer l'énergie par unité de longueur de dislocation

**Tension de ligne:**  $\tau \approx \mu b^2 / 2$

# Forces exercées sur les dislocations

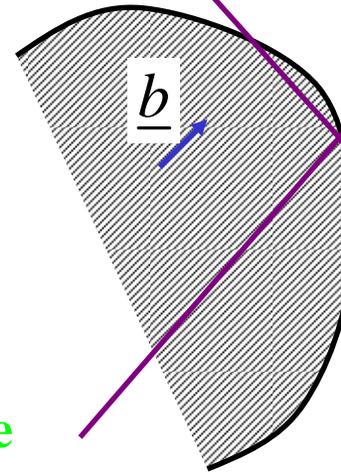
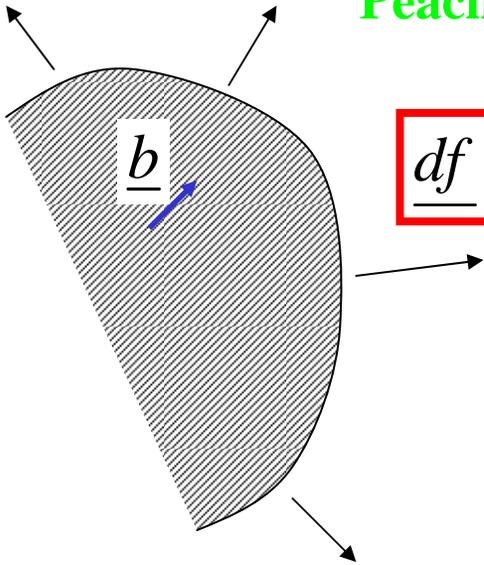
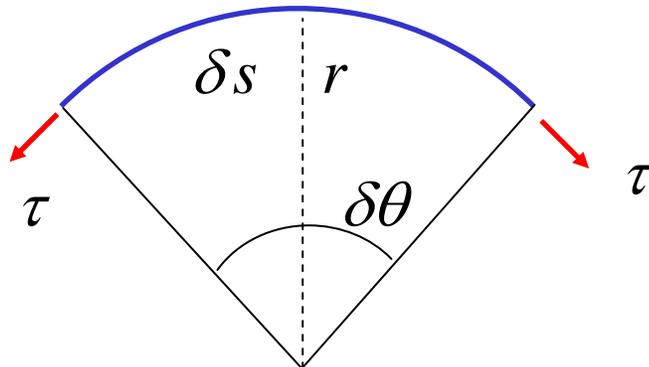
**Peach-Koehler**

$$\underline{df} = (\underline{b} \cdot \underline{\underline{\sigma}}) \wedge \underline{dl}$$

**Forces thermodynamiques**

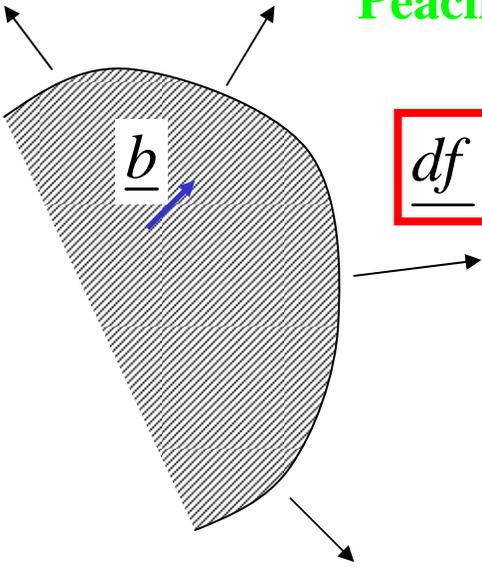
Dues à la différence d'énergie libre entre les atomes du bord de la dislocation et les atomes du cristal

**Forces de courbure**

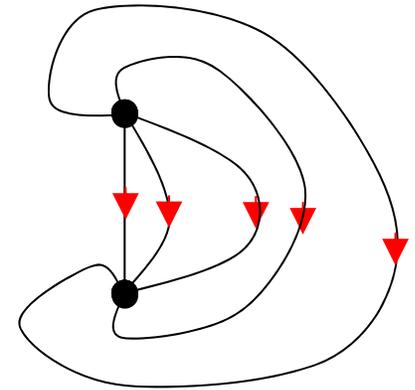


# Forces exercées sur les dislocations

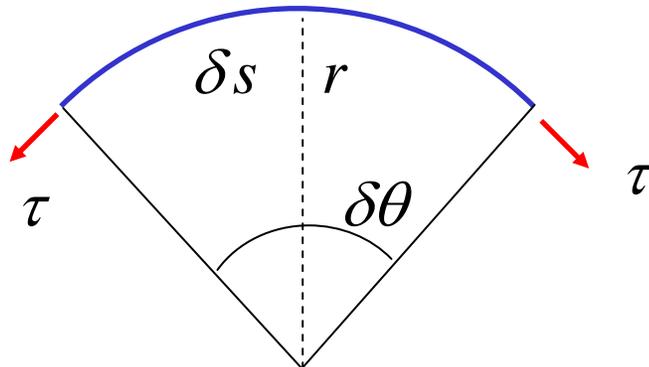
**Peach-Koehler**



$$\underline{df} = (\underline{b} \cdot \underline{\underline{\sigma}}) \wedge \underline{dl}$$



**Forces de courbure**

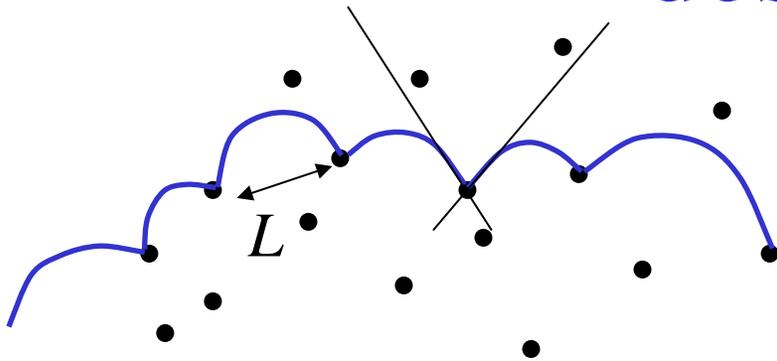


**Sous contrainte, à l'équilibre:**

$$\sigma b \delta s = 2\tau \sin(\delta\theta / 2) \approx \tau \delta\theta$$

$$\sigma = \frac{\mu b}{2r}$$

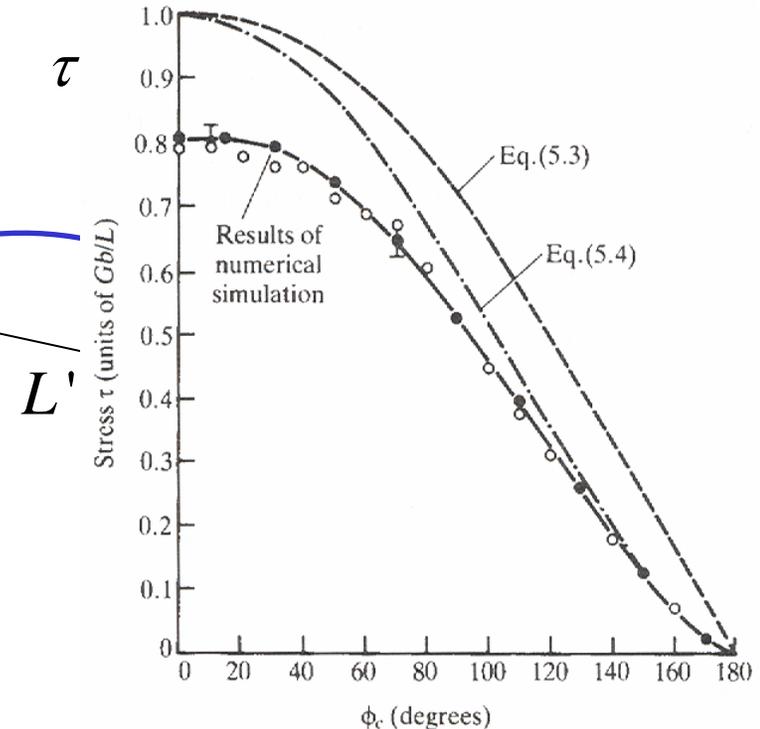
# Accrochage des dislocations par des défauts



$$2\tau \cos \frac{\phi_c}{2} = \sigma b$$

Pour déplacer la dislocation, il faut exercer une contrainte d'amplitude:

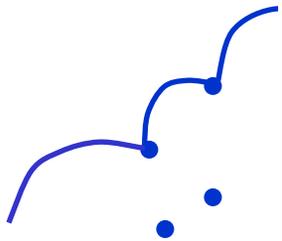
$$\sigma = \frac{\mu b}{L'} \cos \frac{\phi_c}{2}$$



Accrochage fort:  $\phi_c = 0; L' = L$

Accrochage faible:  $\phi_c > 0; L' > L$

# Accrochage des dislocations par des dislocations



Dans le cas  
prendre un

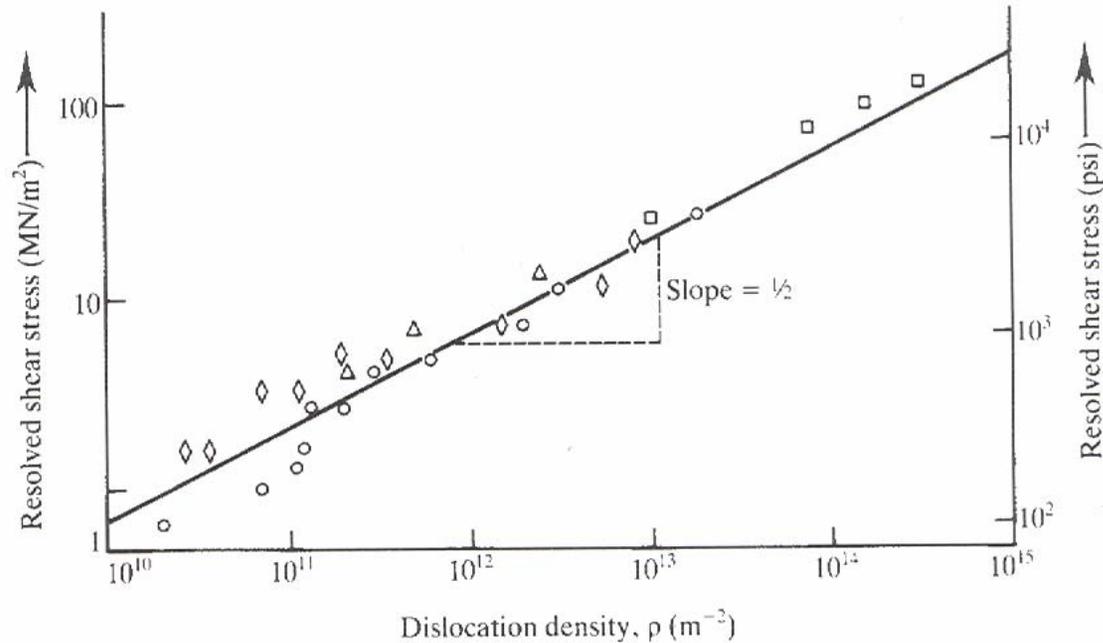
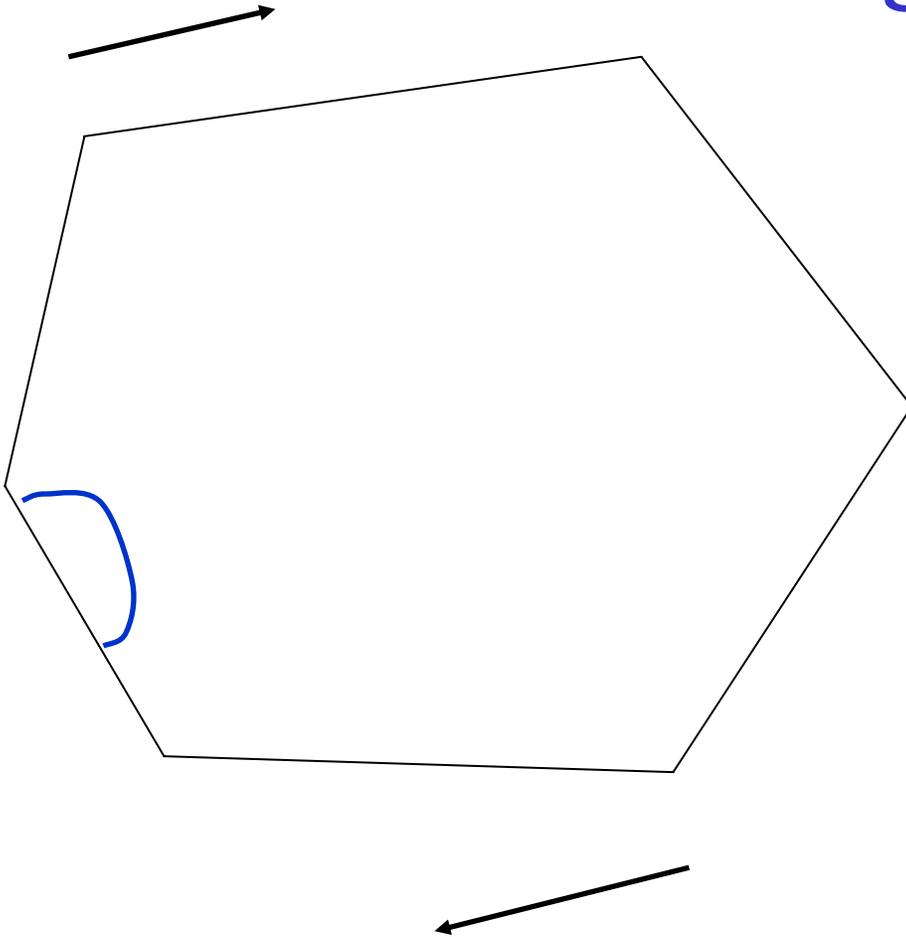


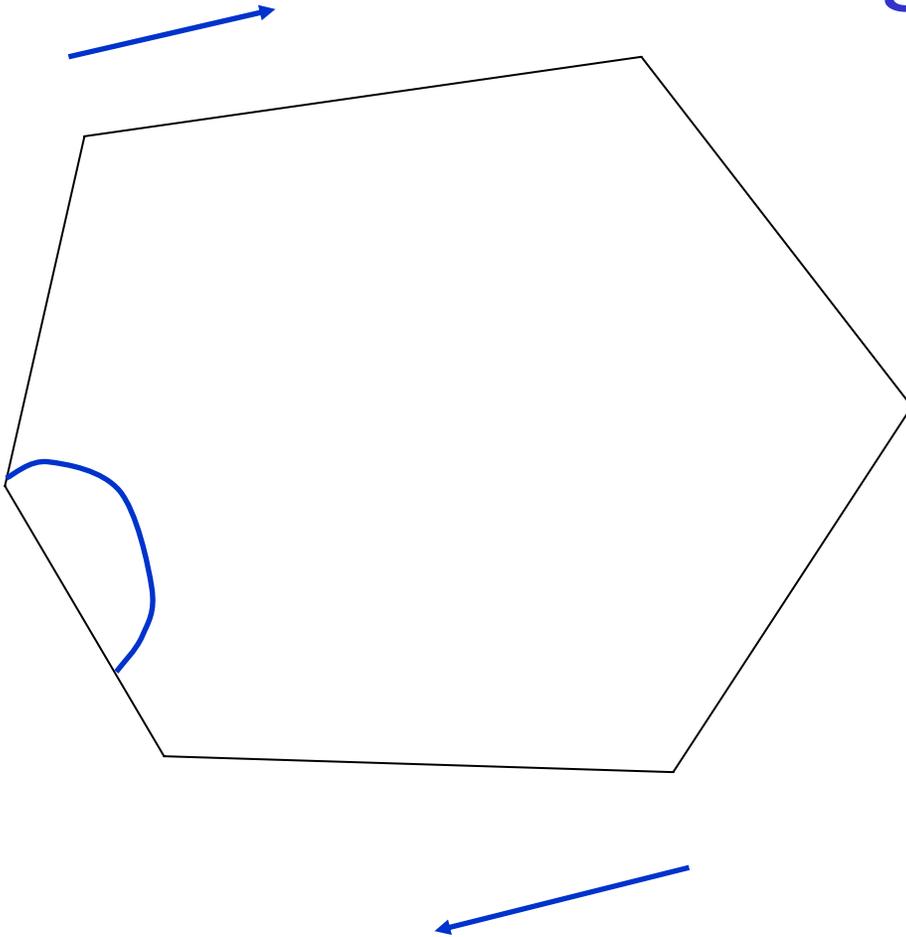
Figure 5.4

Critical resolved shear stress as a function of dislocation density for Cu single crystals and polycrystals. The observed slope of  $\frac{1}{2}$  on the logarithmic coordinates verifies that Eq. (5.5) describes the flow strength of work-hardened materials as it relates to dislocation density.  $\square$ , polycrystalline Cu;  $\circ$ , single-crystal Cu—one slip system;  $\diamond$ , single-crystal Cu—two slip systems;  $\triangle$ , single-crystal Cu—six slip systems. (After H. Weidersich, *J. Metals*, 16, 425, 1964.)

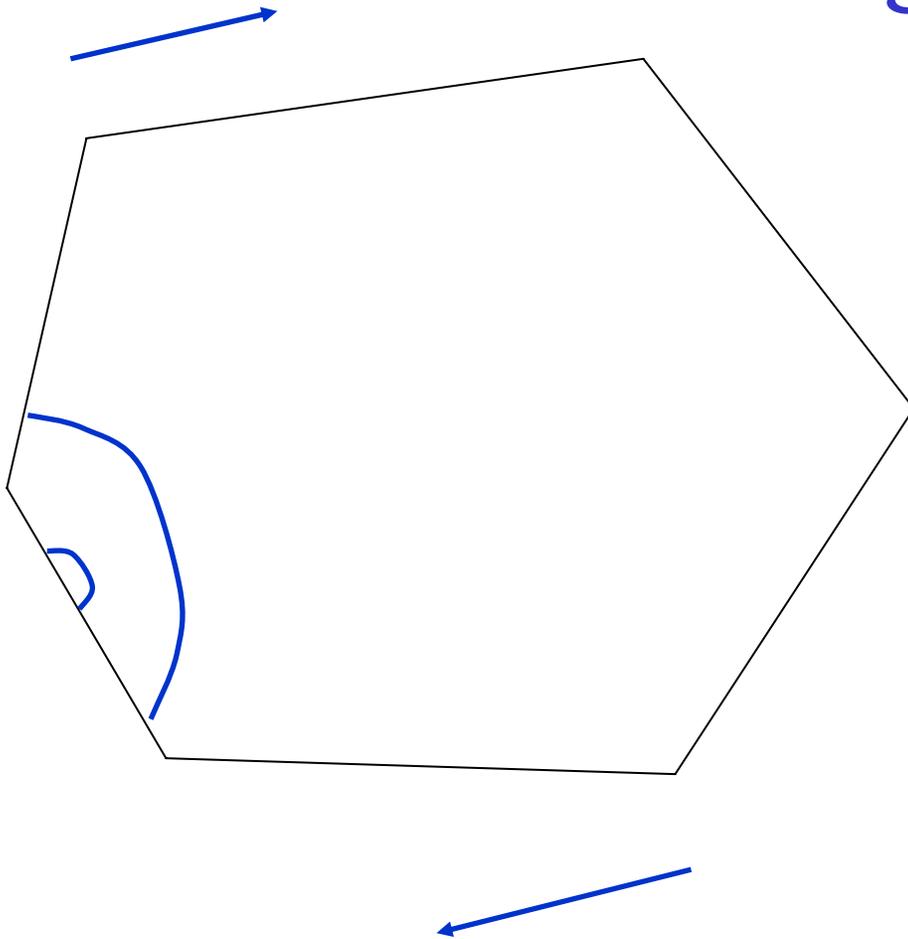
# Forêt de dislocation à l'intérieur d'un grain



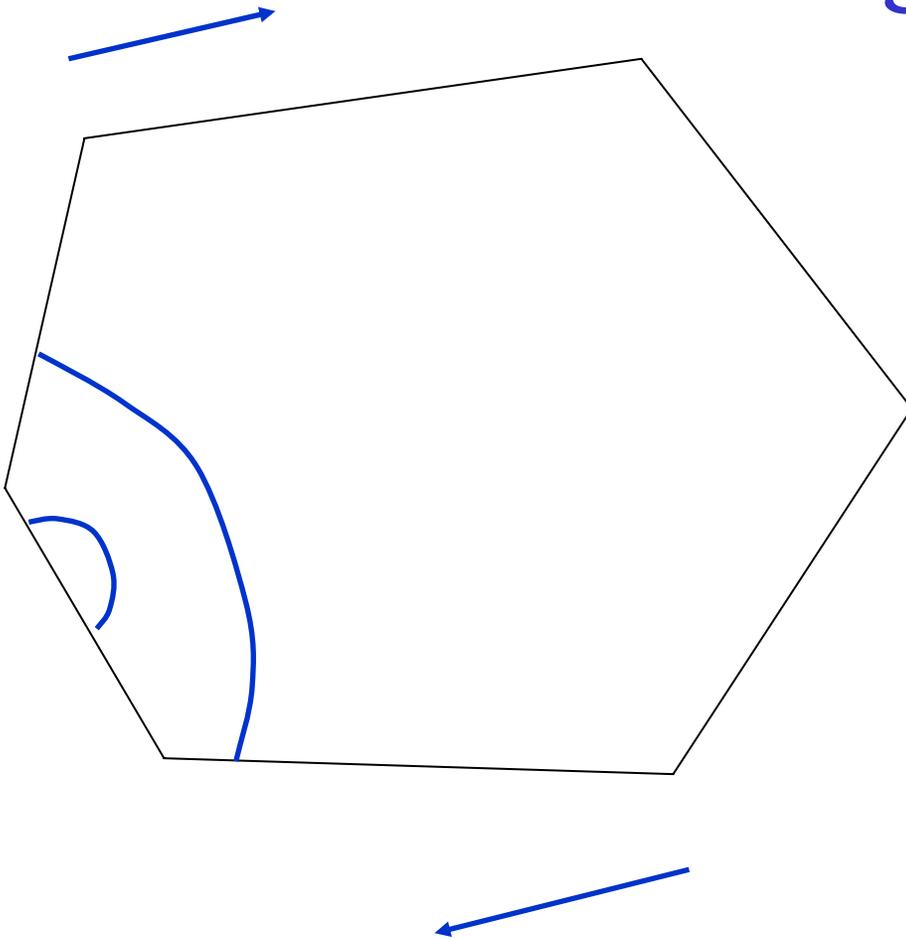
# Forêt de dislocation à l'intérieur d'un grain



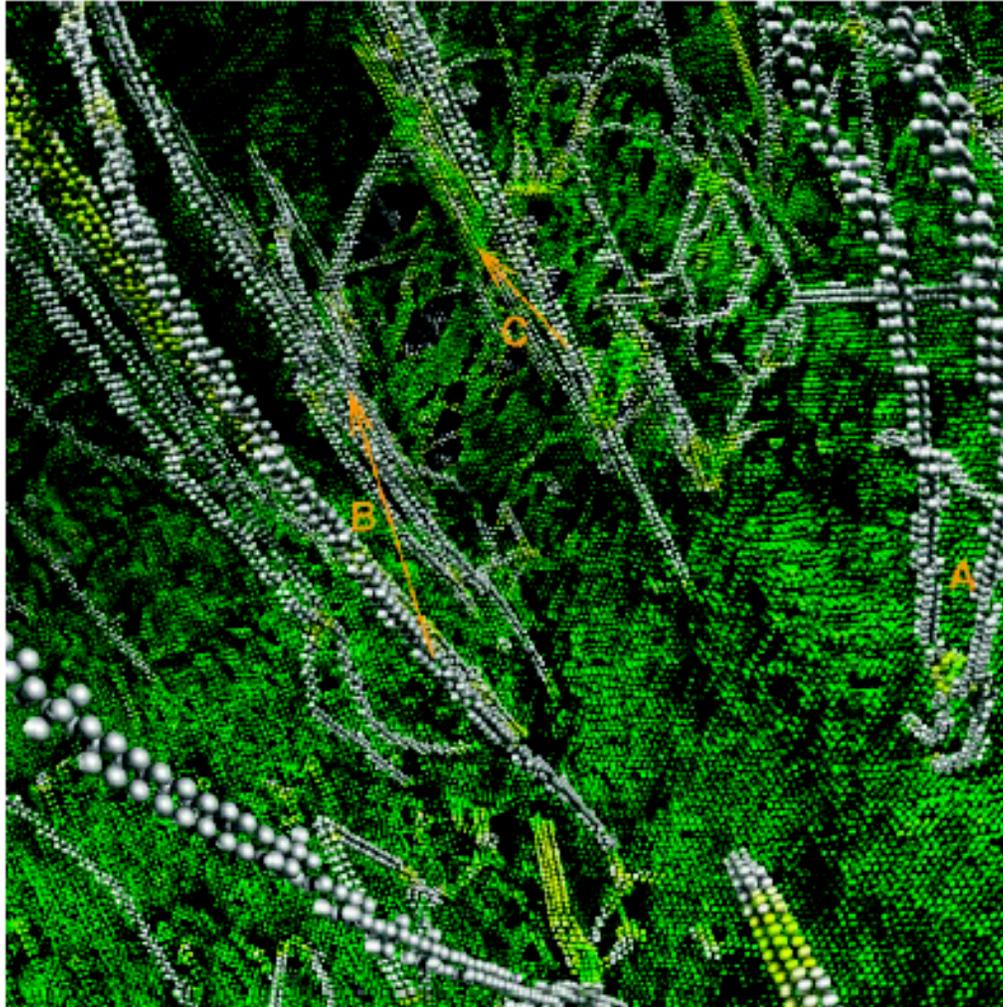
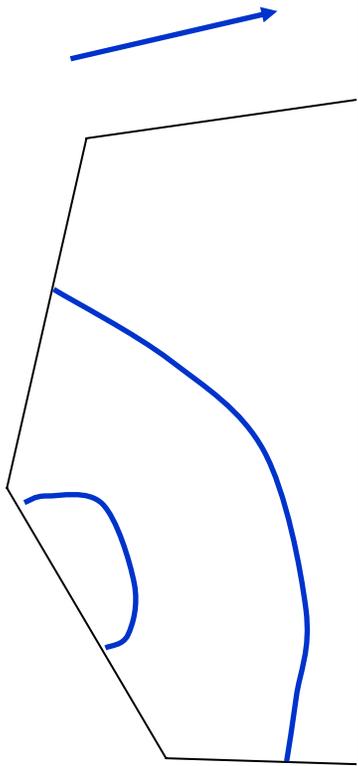
# Forêt de dislocation à l'intérieur d'un grain



# Forêt de dislocation à l'intérieur d'un grain



# Forêt de dislocation à l'intérieur



---

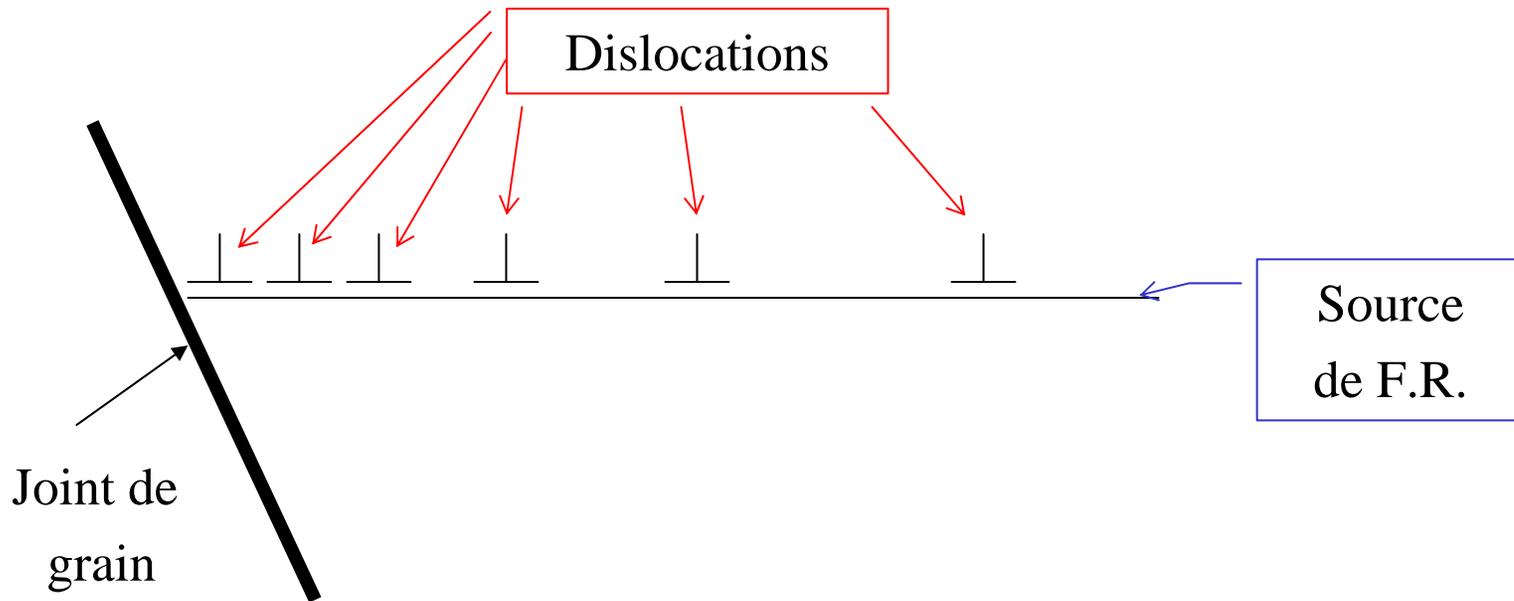
se nucléent  
à partir des bords.  
possibilité de trouver une  
dislocation par unité de  
longueur d'un grain

---

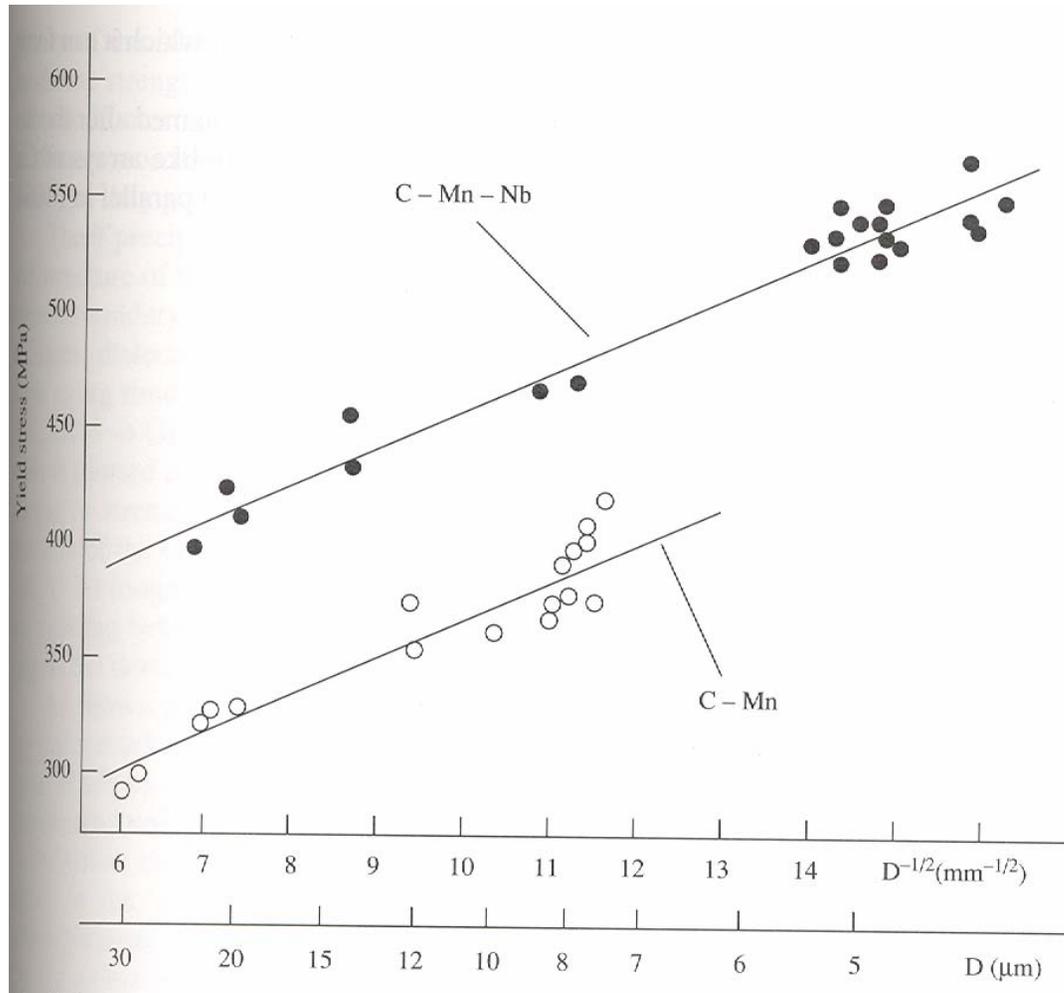
$d$

$$\left( \frac{3\mu}{d} \right)^{1/2}$$

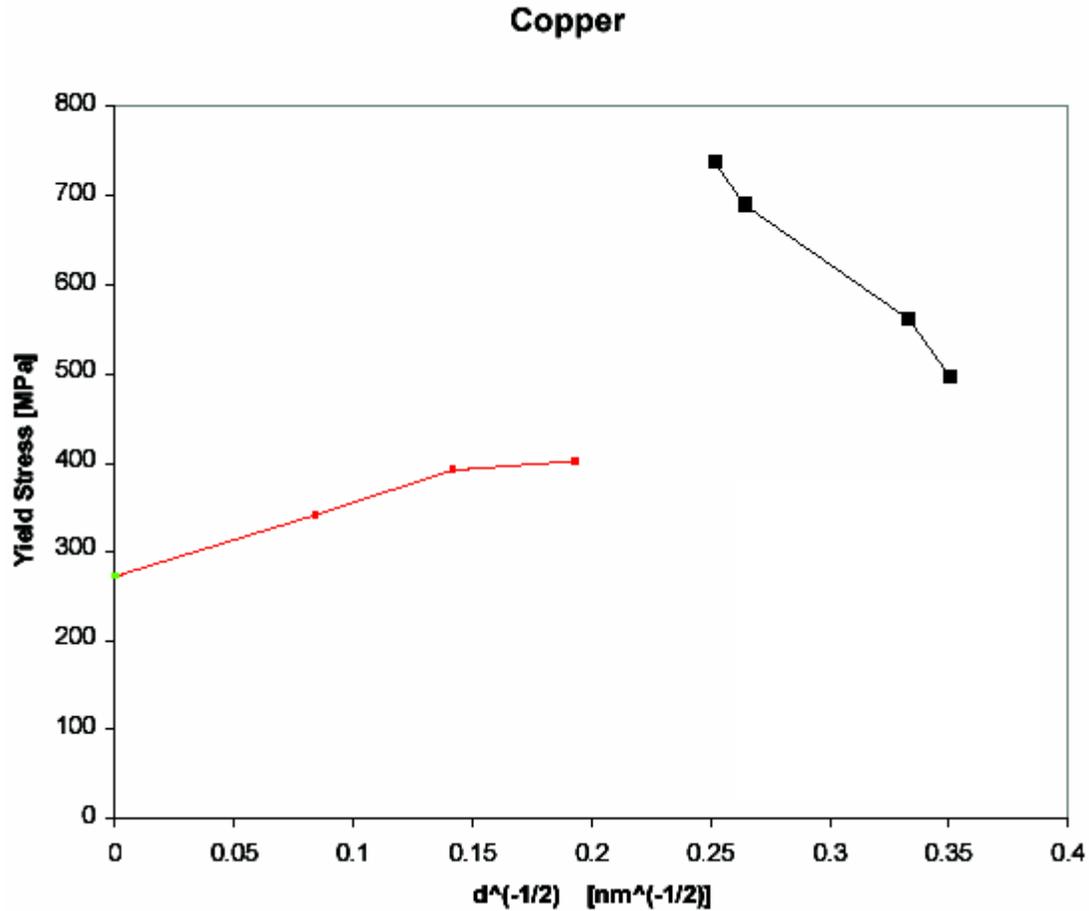
# Empilement de dislocations



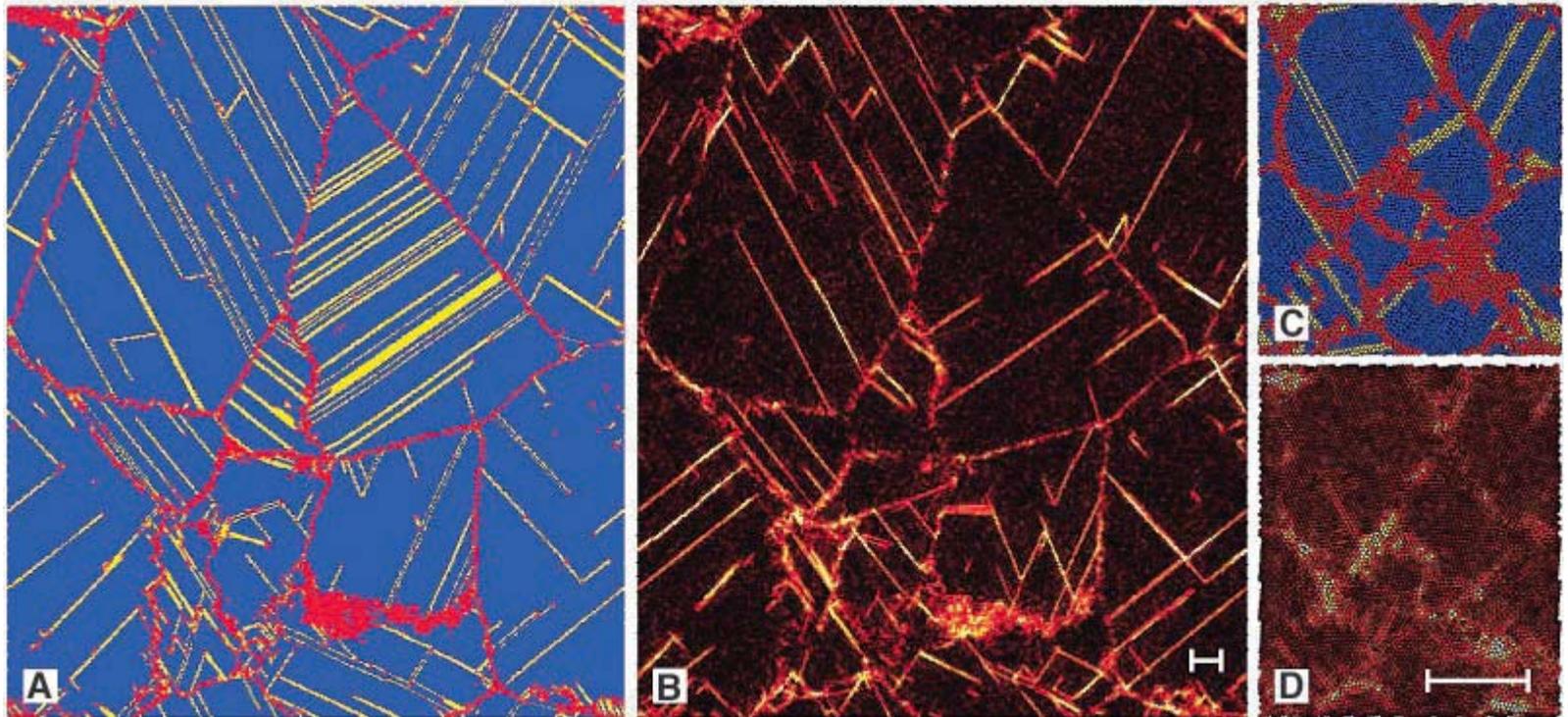
# Relation de Hall-Petch



# Relation de Hall-Petch



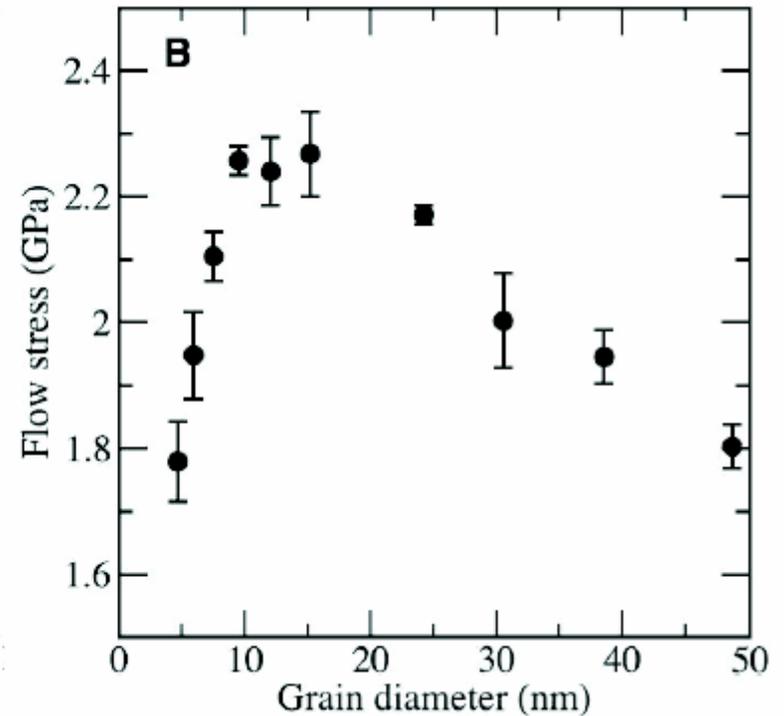
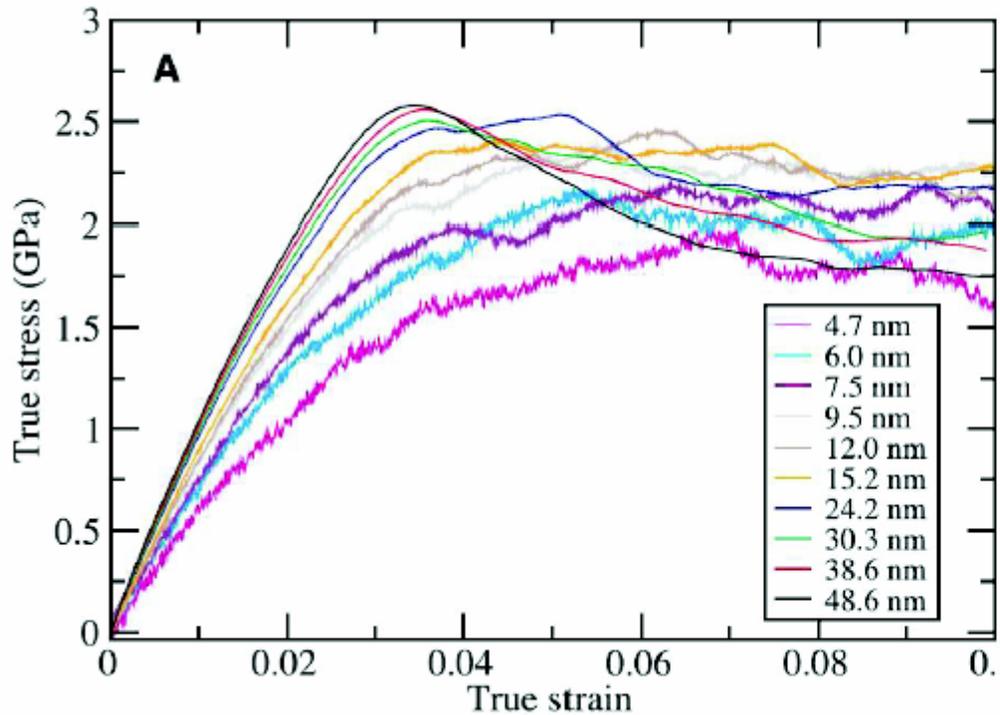
# Compétition entre grains et joints de grains



De Schiotz, Jacobsen

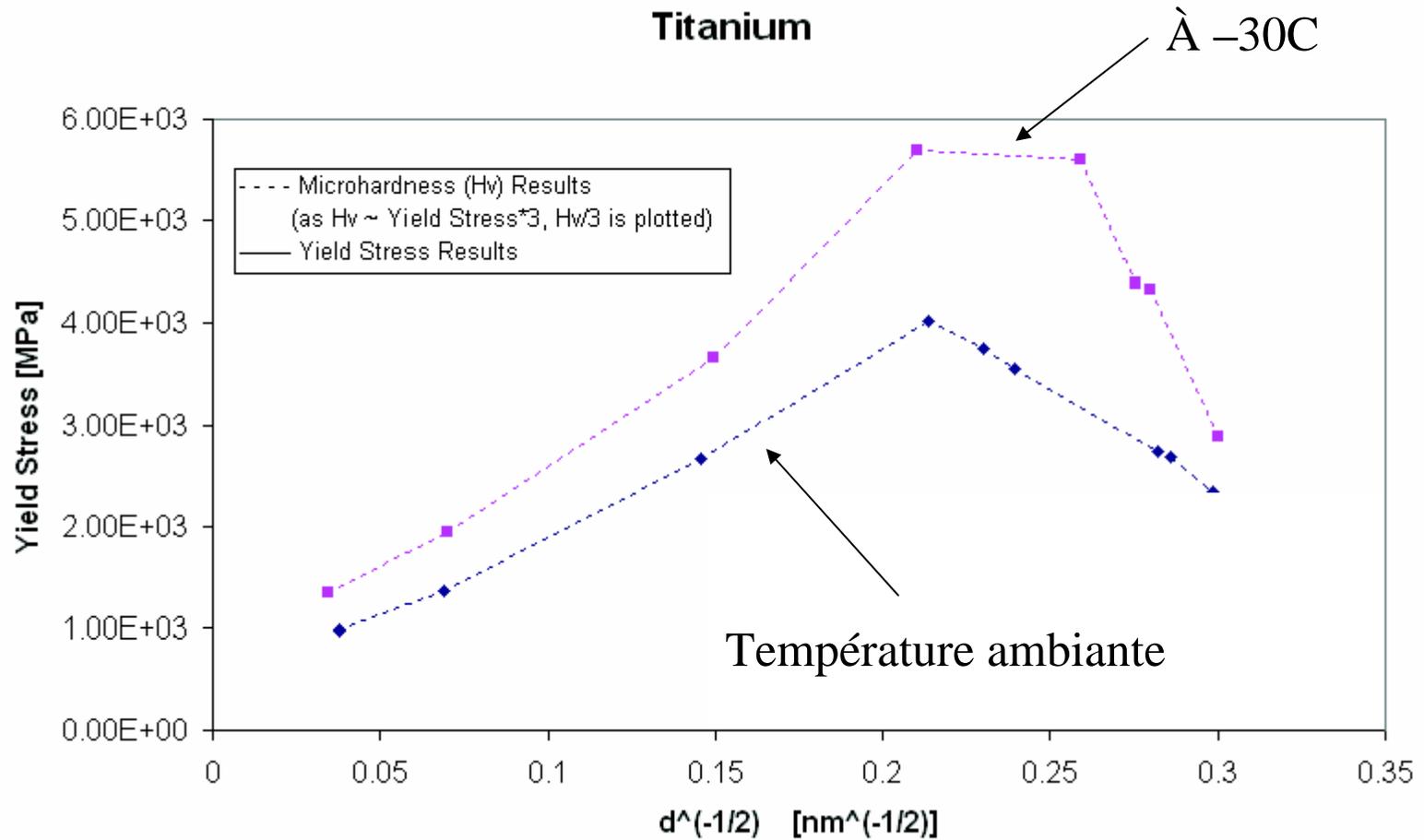
Exercice: quelle est la fraction volumique occupée par les joints de grains?

# Relation de Hall-Petch



Schiotz, Jakobsen, Science (2003)

# Relation de Hall-Petch



# Cinétique

Jusqu'à présent on s'est demandé:

quelle contrainte permet de mettre les dislocations en mouvement?

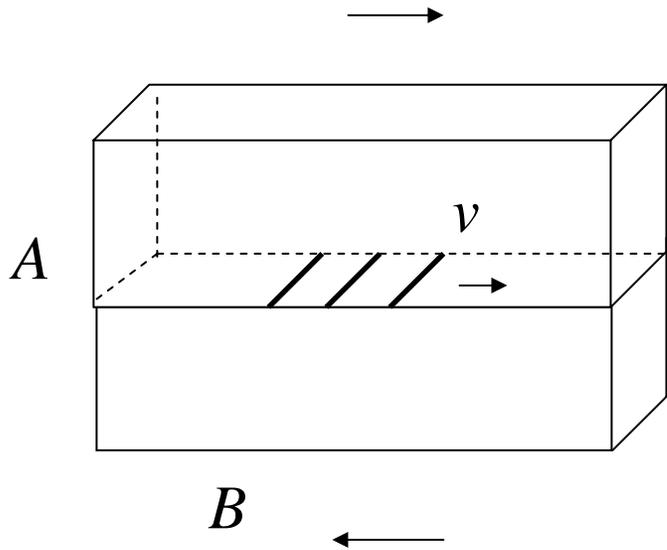
On a apporté des réponses en terme d'accrochage des dislocations par des défauts ou par d'autres dislocations.

Tous ces mécanismes sont basés sur l'énergie de formation des dislocations, et la tension de ligne qui en résulte.

Il faut maintenant aborder des questions de cinétique:

1. Une fois mise en mouvement, à quelle vitesse se déplacent-elles?
2. Comment cela est-il lié au taux de déformation macroscopique?
3. Quels autres mécanismes permettrait au matériau de se déformer?

# Vitesse de déformation d'un cristal



Les dislocations se déplacent à vitesse  $v$

La déformation résultante varie comme:

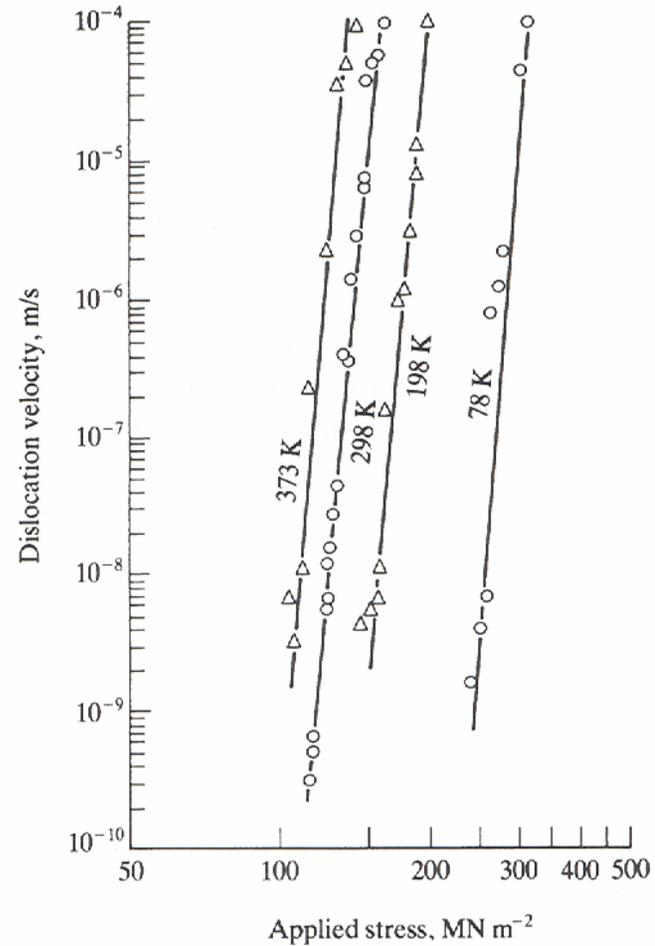
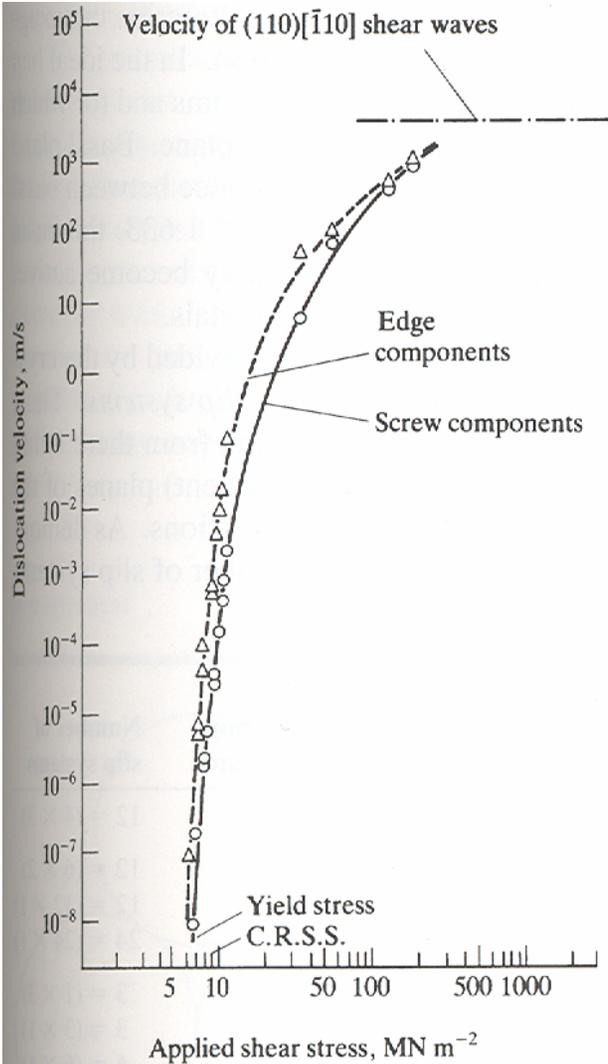
$$\gamma = \frac{b}{A} \frac{vt}{B}$$

La déformation totale est  $\gamma = N \frac{b}{A} \frac{vt}{B} = \rho_m bvt$

$$\dot{\gamma} = \rho_m bv$$

Relation d'Orowan

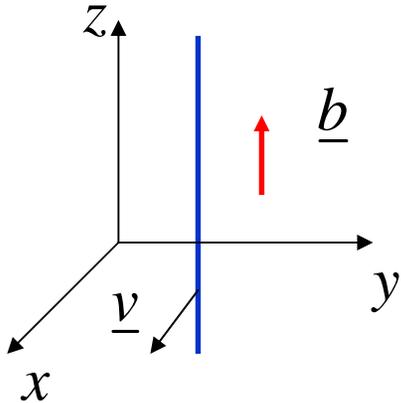
# Vitesse des dislocations



(b)

# Glissement de dislocations

Dislocation vis en glissement à vitesse constante:



$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \mu \left( \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} \right)$$

$$\gamma_L = \sqrt{1 - \left( \frac{v}{c} \right)^2}$$

$$\begin{cases} x' = \frac{x - vt}{\gamma_L} \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = \frac{1}{\gamma_L} \left( t - \frac{vx}{c^2} \right) \end{cases}$$

Solution:

$$u_z = \frac{b}{2\pi} \tan^{-1} \left( \frac{y'}{x'} \right) = \frac{b}{2\pi} \tan^{-1} \left( \frac{\gamma_L y}{x - vt} \right)$$

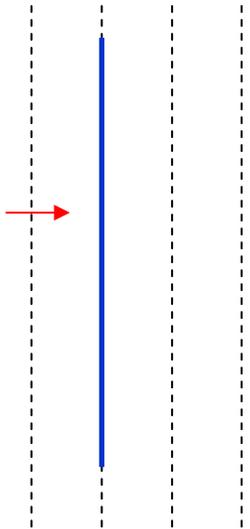
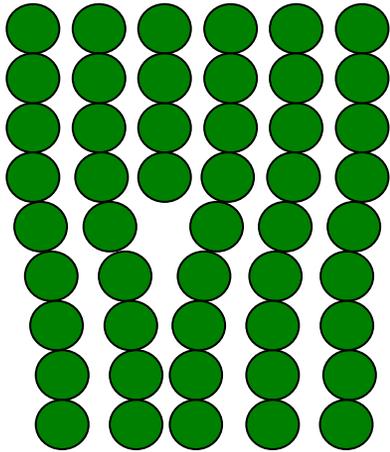
$$\sigma_{\theta z} = \frac{\mu b \gamma_L (x_0^2 + y_0^2)^{1/2}}{2\pi (x_0^2 + \gamma_L^2 y_0^2)}$$

$\Rightarrow$

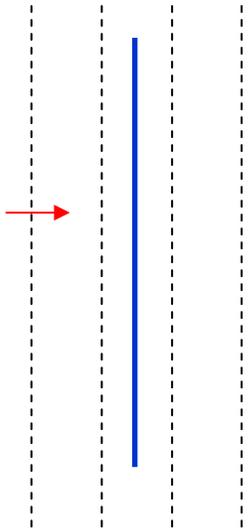
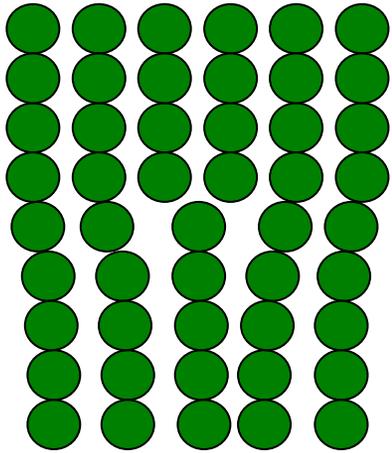
$$\frac{\partial^2 u_z}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y'^2} = 0$$

$$W = \frac{W^0}{\gamma_L}$$

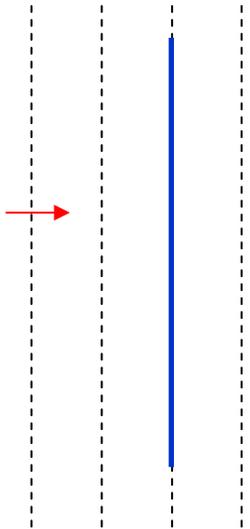
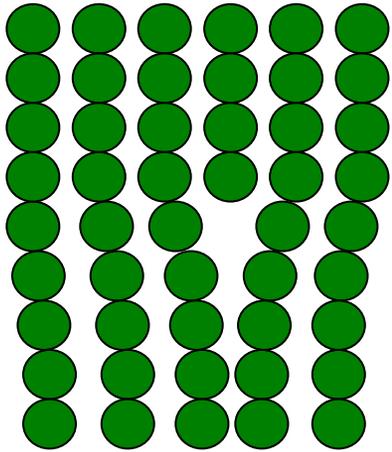
# Barrières de Peierls



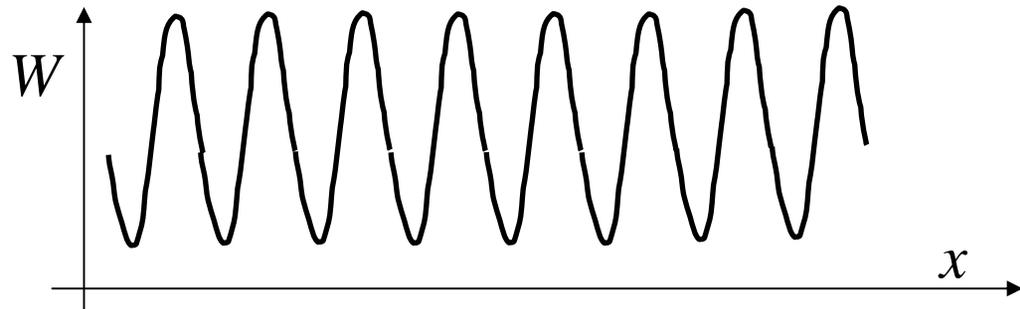
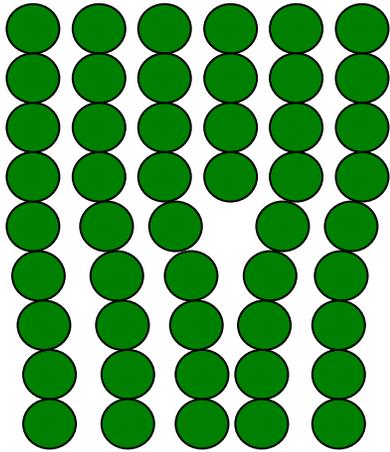
# Barrières de Peierls



# Barrières de Peierls

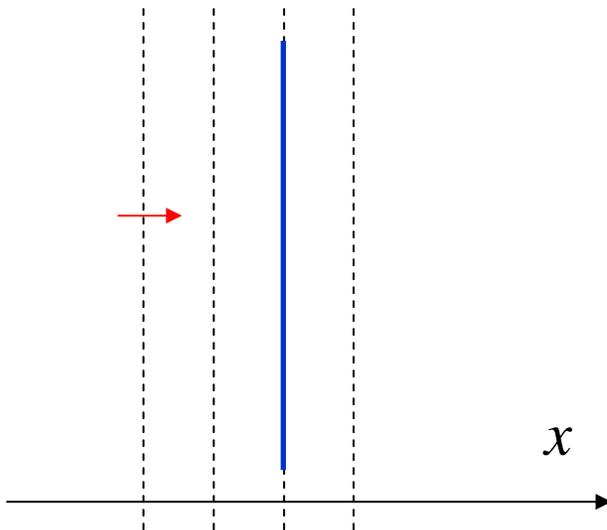


# Barrières de Peierls

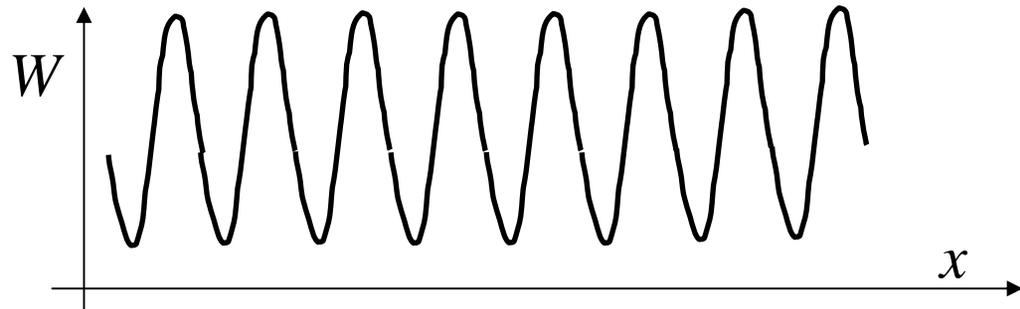
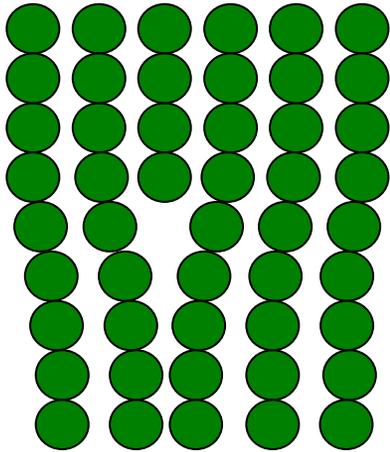


Dans les **métaux**, les barrières de Peierls sont beaucoup plus faibles que l'énergie de formation des dislocation, parce que la liaison métallique est délocalisée

Cependant, les déplacements atomiques freinent le mouvement de la dislocation, en particulier par **dispersion acoustique**

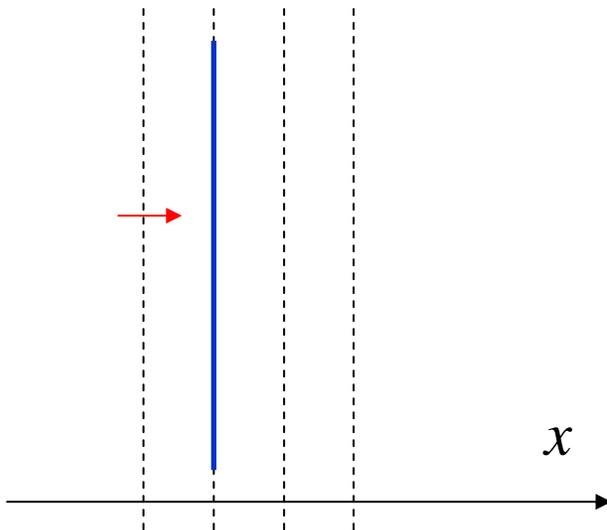


# Barrières de Peierls

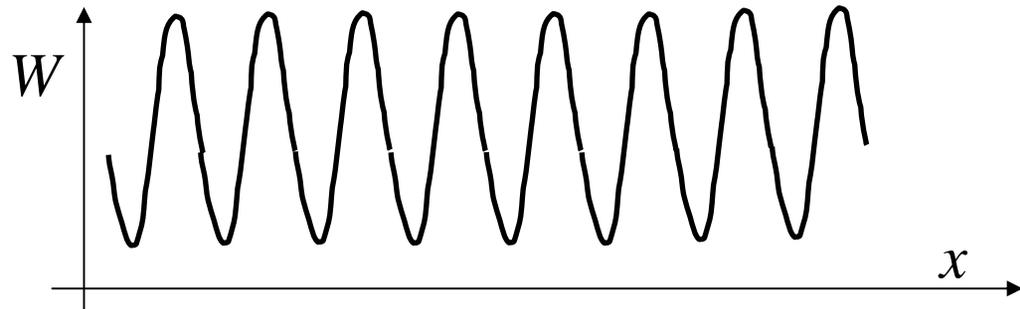
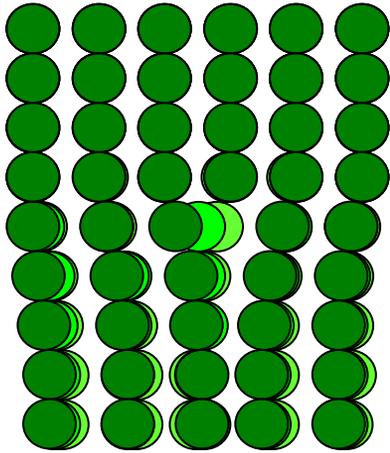


Dans les **cristaux covalents**, les barrières de Peierls peuvent être très larges au point que le glissement de dislocation est impossible pour toute contrainte réalisable.

Dans ce cas, les dislocations peuvent encore glisser par un mécanisme de nucléation.

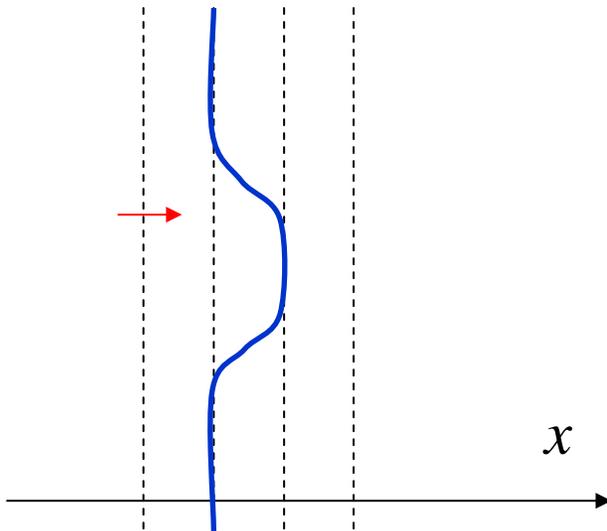


# Barrières de Peierls

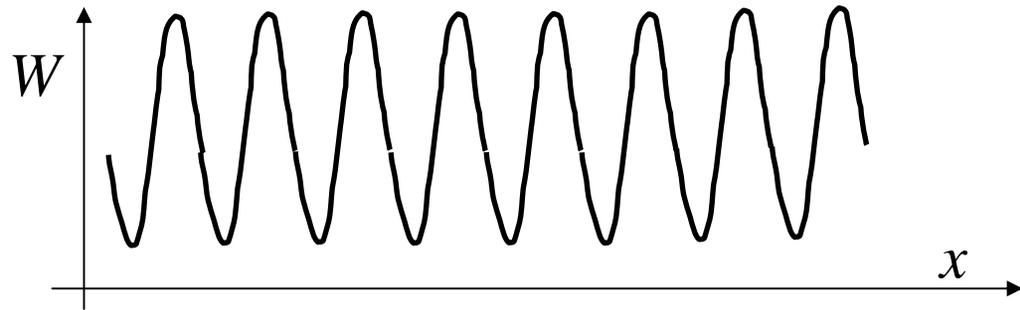
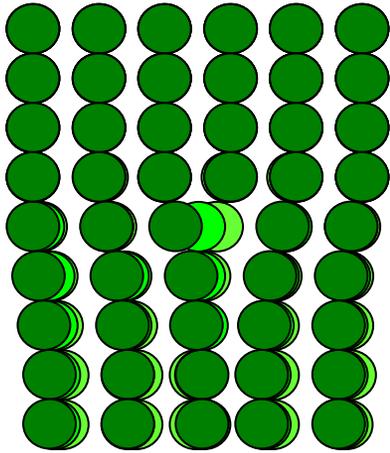


Dans les **cristaux covalents**, les barrières de Peierls peuvent être très larges au point que le glissement de dislocation est impossible pour toute contrainte réalisable.

Dans ce cas, les dislocations peuvent encore glisser par un mécanisme de nucléation.

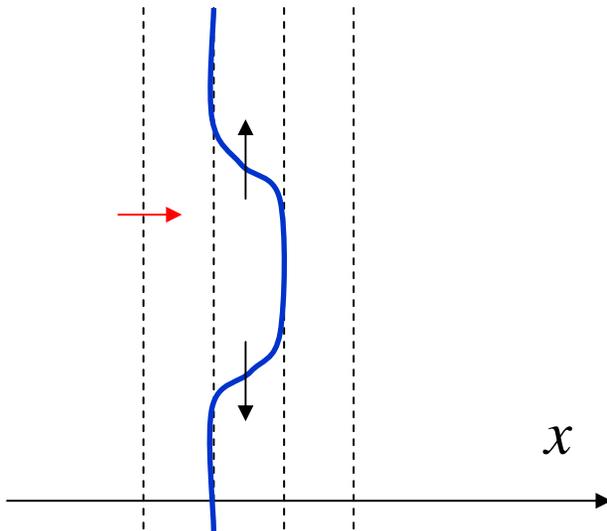


# Barrières de Peierls

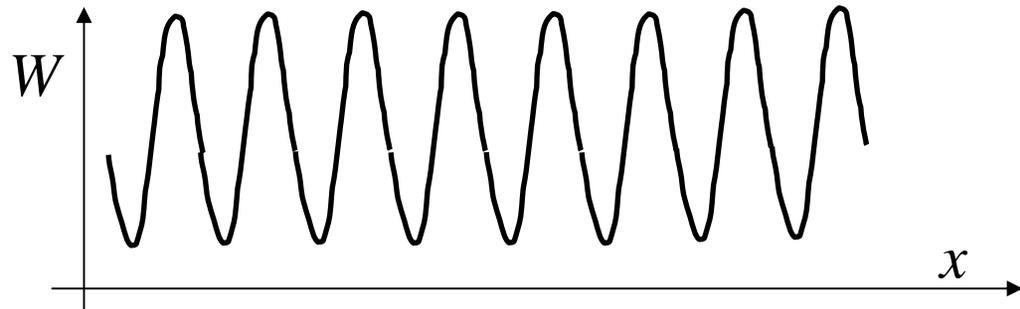
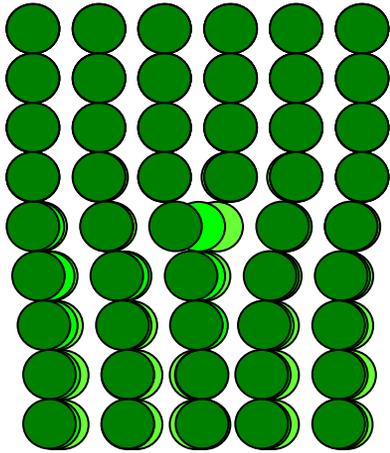


Dans les **cristaux covalents**, les barrières de Peierls peuvent être très larges au point que le glissement de dislocation est impossible pour toute contrainte réalisable.

Dans ce cas, les dislocations peuvent encore glisser par un mécanisme de nucléation.

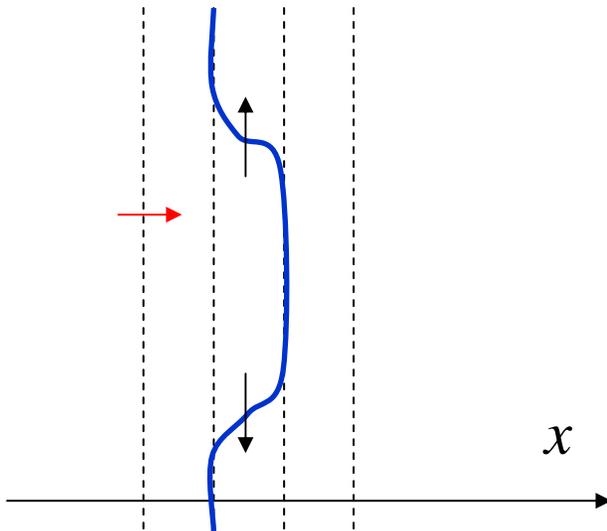


# Barrières de Peierls



Dans les **cristaux covalents**, les barrières de Peierls peuvent être très larges au point que le glissement de dislocation est impossible pour toute contrainte réalisable.

Dans ce cas, les dislocations peuvent encore glisser par un mécanisme de nucléation.



# Glissement et fluage

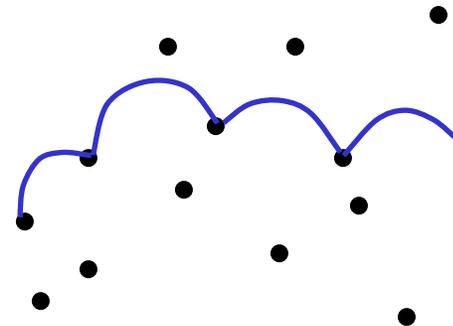
## Bilan

On voit sur l'exemple des barrières de Peierls, qu'on peut identifier deux régimes cinétiques:

1. Un régime de **glissement**: la dislocation est freinée par une « friction » atomique
2. Un régime de **fluage**, où la progression de la dislocation est contrôlée par le passage de barrières d'activation

Cela n'est bien sûr pas réservé aux barrières de Peierls: la même distinction peut être faite pour l'accrochage sur des défauts:

Les fluctuations thermiques peuvent déclencher le décrochage et la progression des dislocations

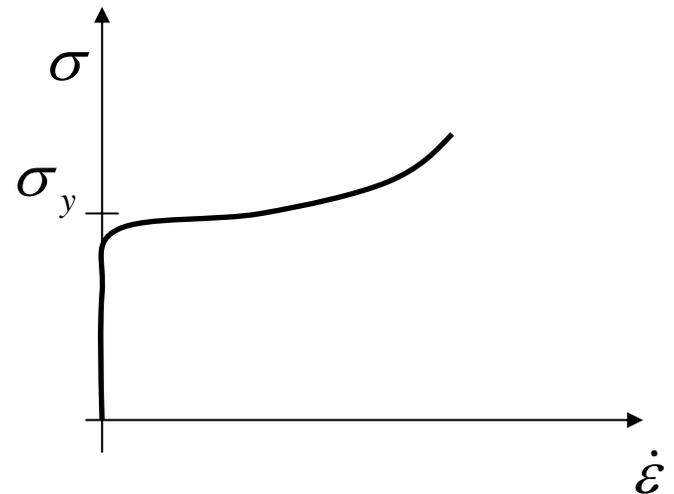
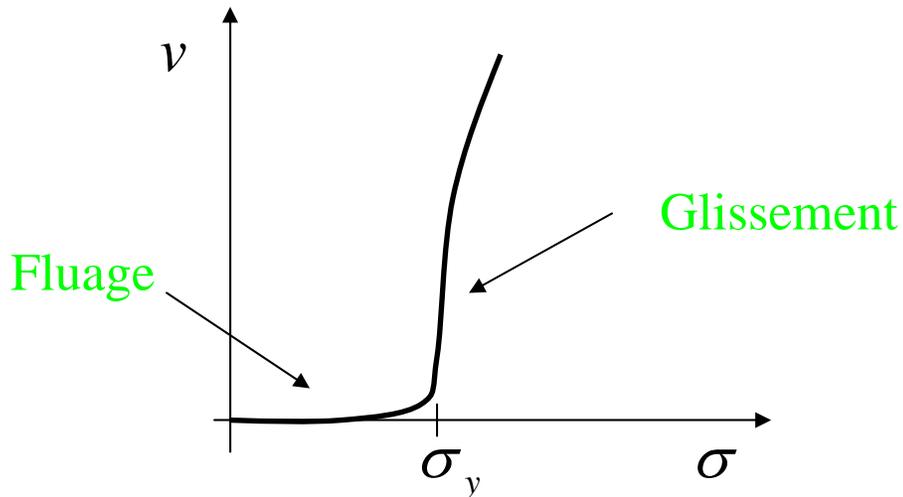


# Glissement et fluage

## Bilan

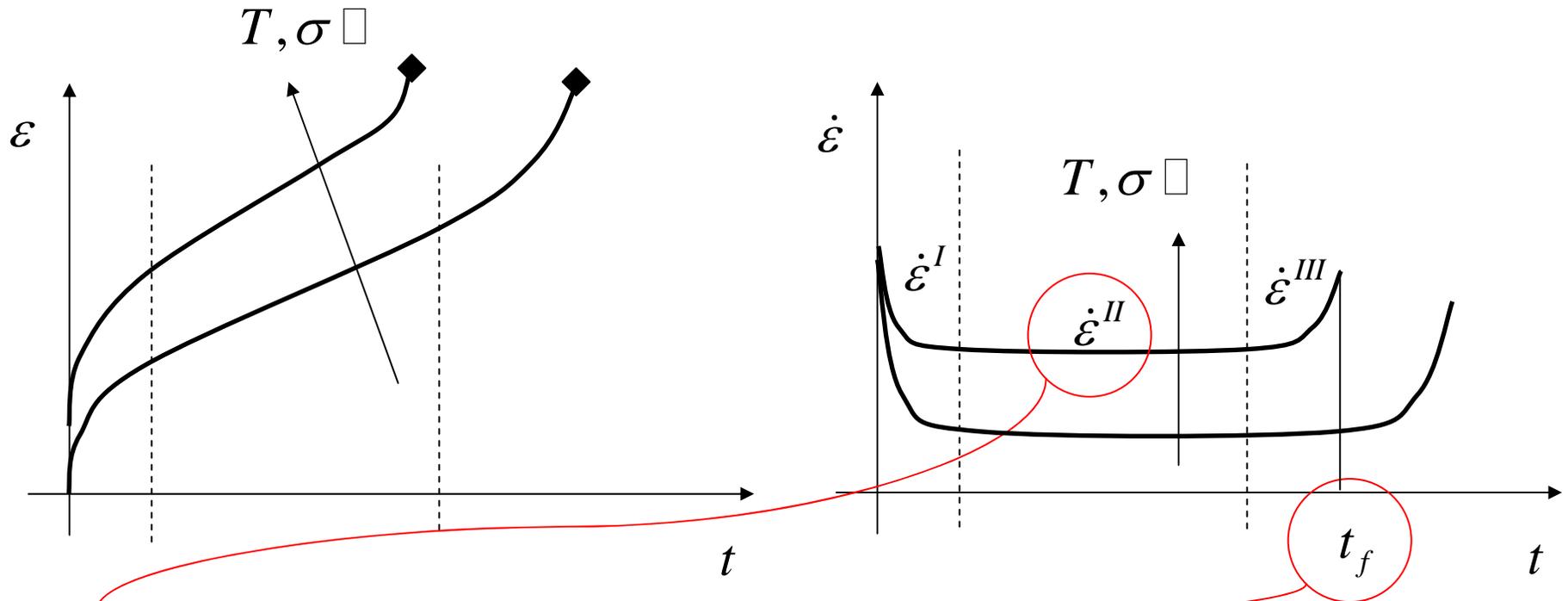
On voit sur l'exemple des barrières de Peierls, qu'on peut identifier deux régimes cinétiques:

1. Un régime de **glissement**: la dislocation est freinée par une « friction » atomique
2. Un régime de **fluage**, où la progression de la dislocation est contrôlée par le passage de barrières d'activation



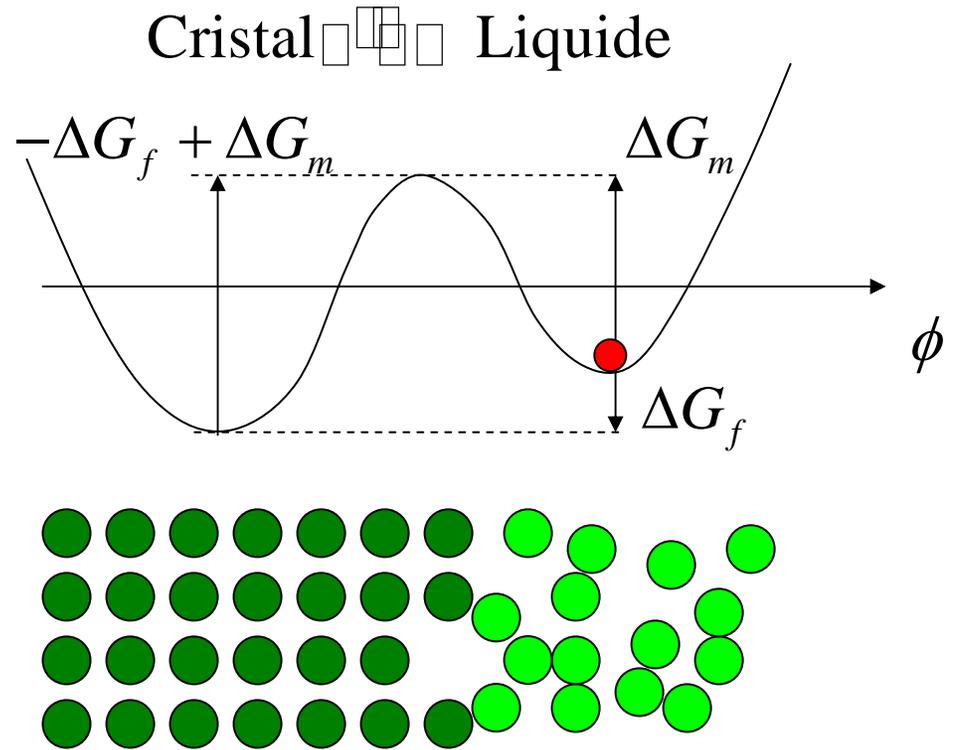
# Courbe de fluage

On soumet un matériau à une contrainte constante



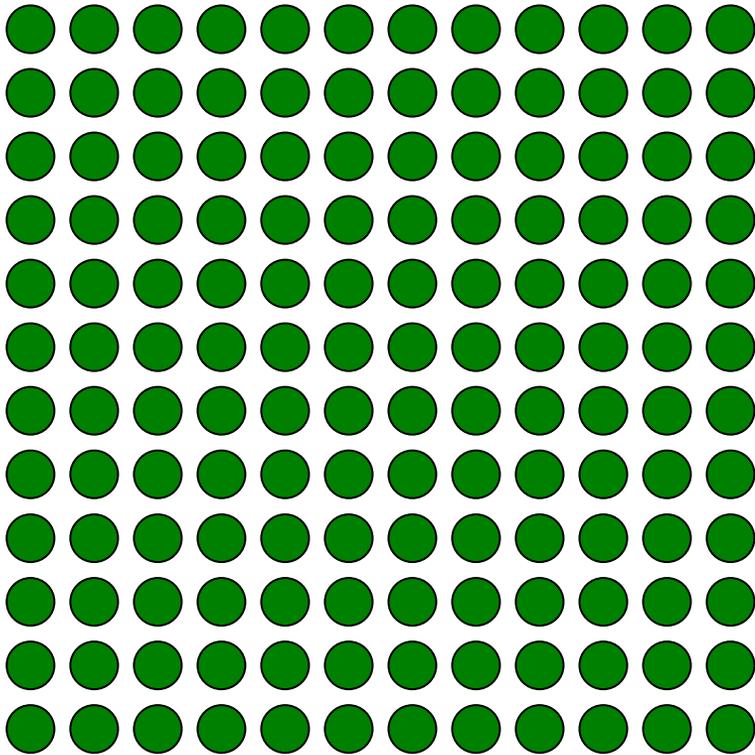
Ce qui est le plus important du point de vue de l'utilisation d'un matériau

# Diffusion biaisée



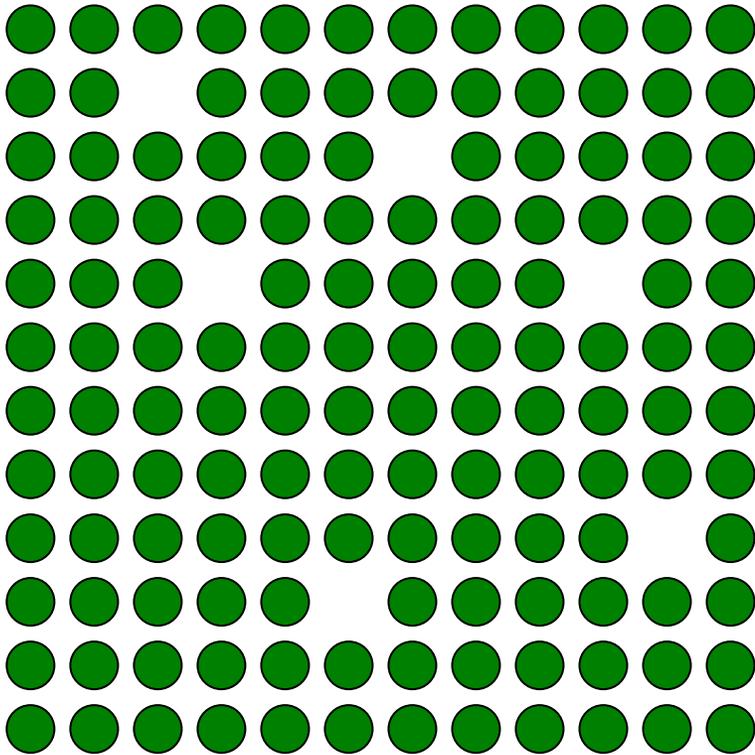
# Diffusion dans les solides

Elle est principalement due à l'existence de lacunes



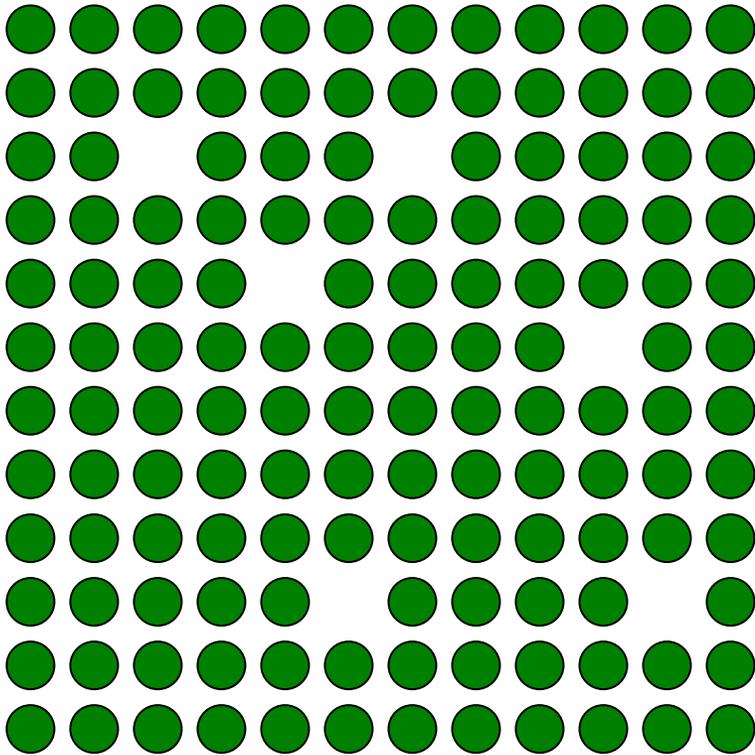
# Diffusion dans les solides

Elle est principalement due à l'existence de lacunes



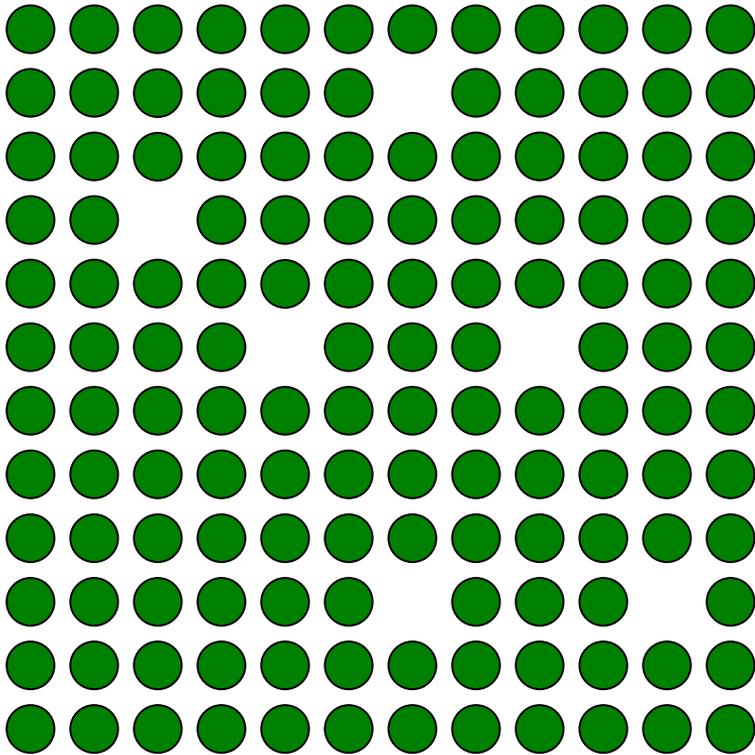
# Diffusion dans les solides

Elle est principalement due à l'existence de lacunes



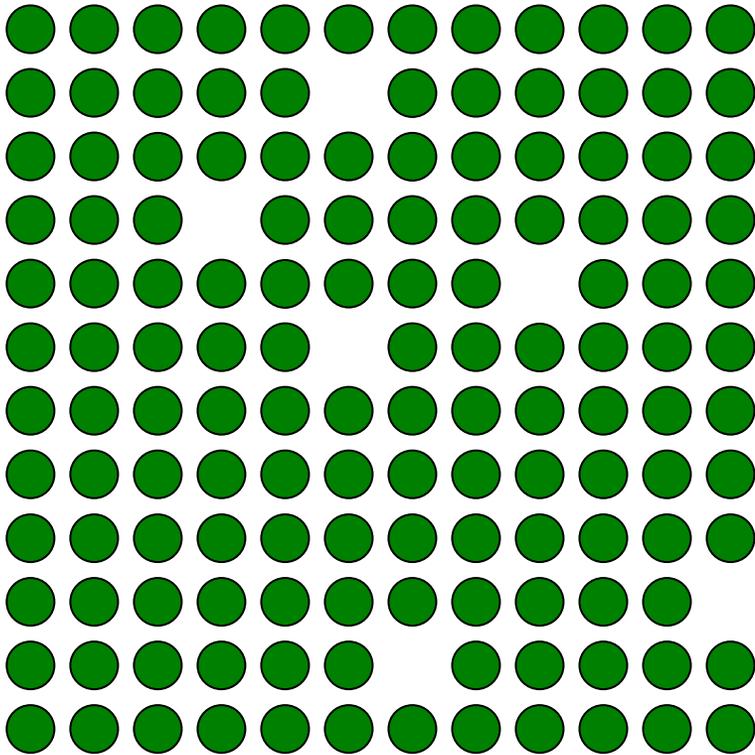
# Diffusion dans les solides

Elle est principalement due à l'existence de lacunes



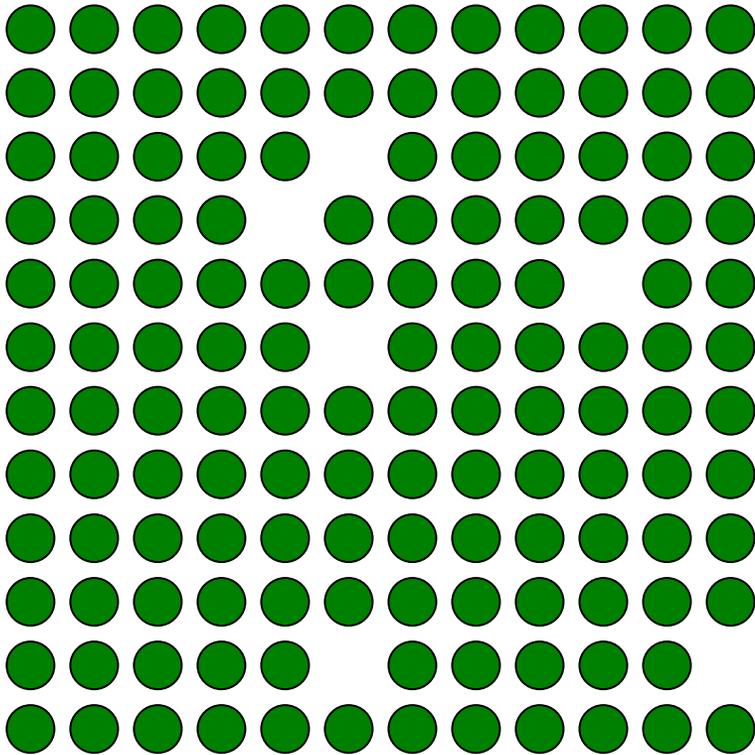
# Diffusion dans les solides

Elle est principalement due à l'existence de lacunes



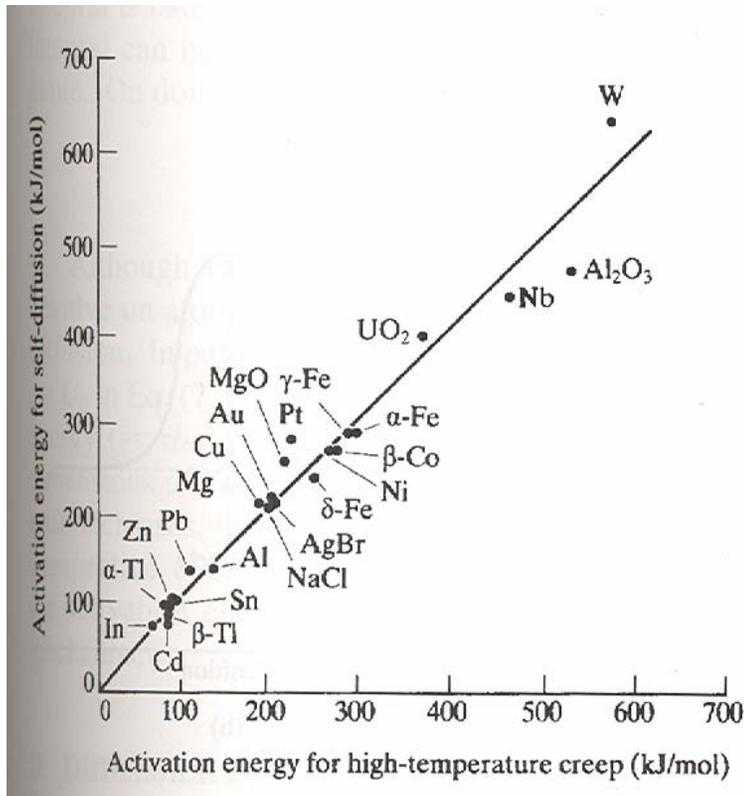
# Diffusion dans les solides

Elle est principalement due à l'existence de lacunes



# Diffusion dans les solides

Elle est principalement due à l'existence de lacunes



Énergie libre d'une lacune:

$$\Delta G^0 = \Delta H^0 - T\Delta S$$

Densité de lacunes à l'équilibre:

$$\rho_v \cong \exp\left(\frac{-\Delta G^0}{kT}\right)$$

Diffusion de lacunes:  $J_v = -D_v \nabla \rho_v$

avec, 
$$D_v = D_{0v} \exp\left(-\frac{\Delta G_m}{kT}\right)$$

On appelle  $D = D_{0v} \exp\left(-\frac{\Delta G^0 + \Delta G_m}{kT}\right)$  le coefficient d'autodiffusion

## Diffusion dans les grains

Énergie libre d'une lacune dans un cristal:  $\Delta G = \Delta G^0 + \sigma\Omega$

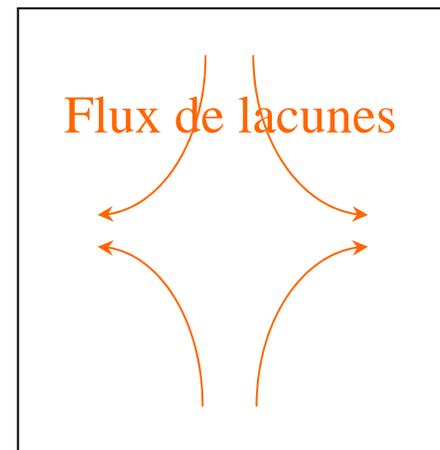
Densité de lacunes à l'équilibre:

$$\rho_v(\sigma) \cong \exp\left(\frac{-\Delta G^0}{kT}\right) \exp\left(\frac{\sigma\Omega}{kT}\right)$$

Diffusion de lacunes:  $J_v = -D_v \nabla \rho_v$

avec, 
$$D_v = D_{0v} \exp\left(-\frac{\Delta G_m}{kT}\right)$$

$$\dot{\epsilon}_{\text{NH}} \cong \frac{1}{d} \frac{\delta d}{\delta t}$$



Le volume de matériau transféré à travers le grain est:

$$\frac{\delta V}{\delta t} \cong d^2 \frac{\delta d}{\delta t} = D_{0v} d \exp\left(-\frac{\Delta G^0 + \Delta G_m}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{\sigma\Omega}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{\sigma\Omega}{kT}\right) \right]$$

# Diffusion dans les grains

Énergie libre d'une lacune dans un cristal:  $\Delta G = \Delta G^0 + \sigma\Omega$

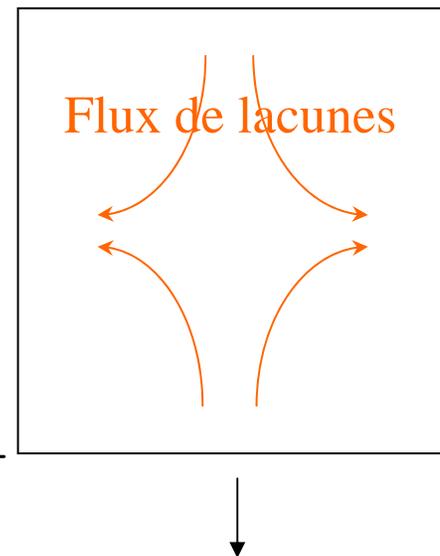
Densité de lacunes à l'équilibre:

$$\rho_v(\sigma) \cong \exp\left(\frac{-\Delta G^0}{kT}\right) \exp\left(\frac{\sigma\Omega}{kT}\right)$$

Diffusion de lacunes:  $J_v = -D_v \nabla \rho_v$

avec,  $D_v = D_{0v} \exp\left(-\frac{\Delta G_m}{kT}\right)$

$$\dot{\epsilon}_{\text{NH}} \cong \frac{1}{d} \frac{\delta d}{\delta t}$$



Le volume de matériau transféré à travers le grain est:

$$\dot{\epsilon}_{\text{NH}} \cong \left(\frac{D_{0v}}{d^2}\right) \exp\left(-\frac{\Delta G^0 + \Delta G_m}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{\sigma\Omega}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{\sigma\Omega}{kT}\right) \right]$$

## Diffusion dans les grains

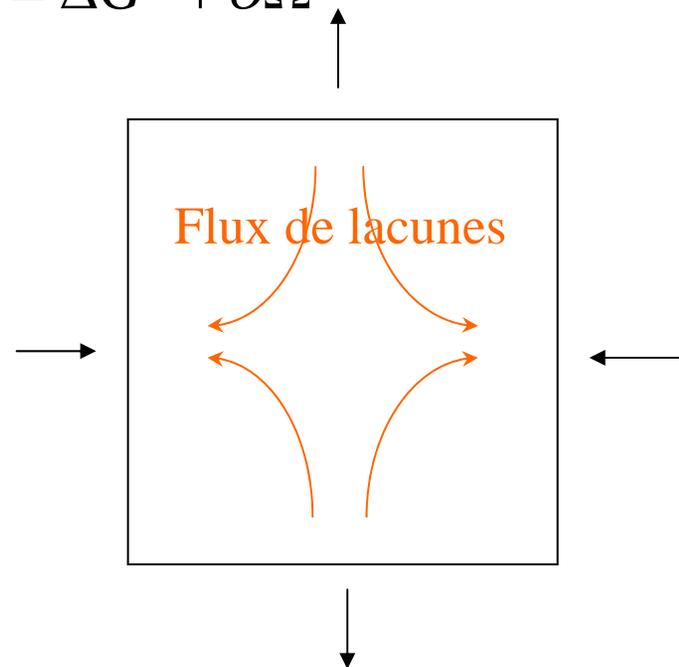
Énergie libre d'une lacune dans un cristal:  $\Delta G = \Delta G^0 + \sigma\Omega$

Densité de lacunes à l'équilibre:

$$\rho_v(\sigma) \cong \exp\left(\frac{-\Delta G^0}{kT}\right) \exp\left(\frac{\sigma\Omega}{kT}\right)$$

Diffusion de lacunes:  $J_v = -D_v \nabla \rho_v$

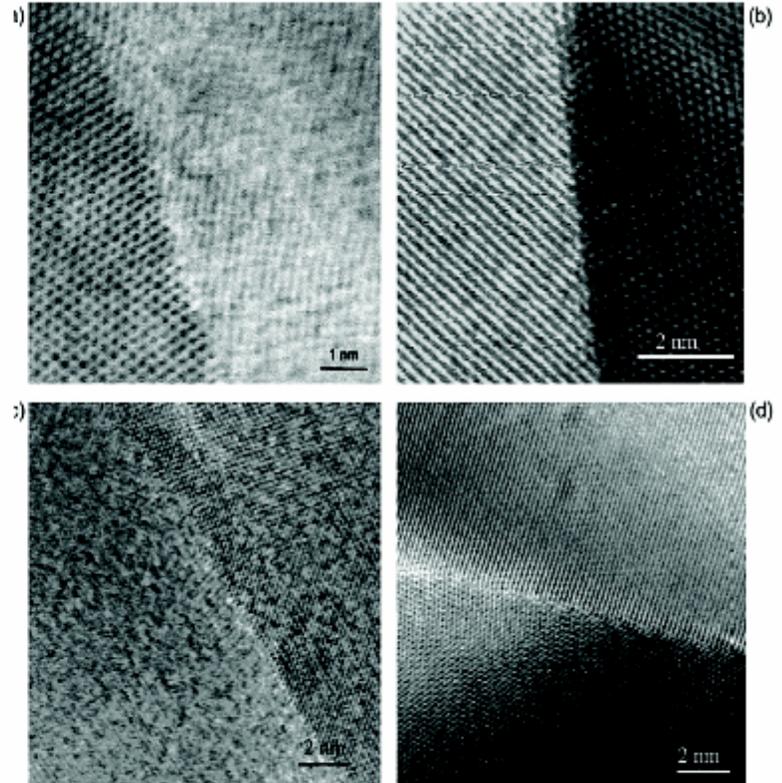
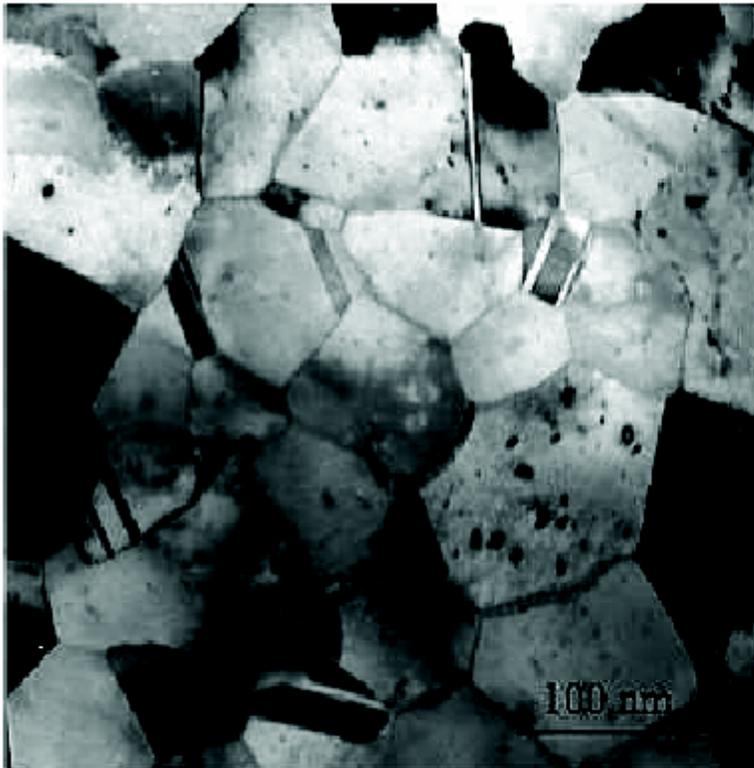
avec, 
$$D_v = D_{0v} \exp\left(-\frac{\Delta G_m}{kT}\right)$$



Le volume de matériau transféré à travers le grain est:

$$\dot{\epsilon}_{\text{NH}} \cong A_{\text{NH}} \left(\frac{D_L}{d^2}\right) \left(\frac{\sigma\Omega}{kT}\right)$$

# Joins de grain



(Kumar, Van Swygenhoven, Suresh 2003)

## Diffusion dans les joints de grain

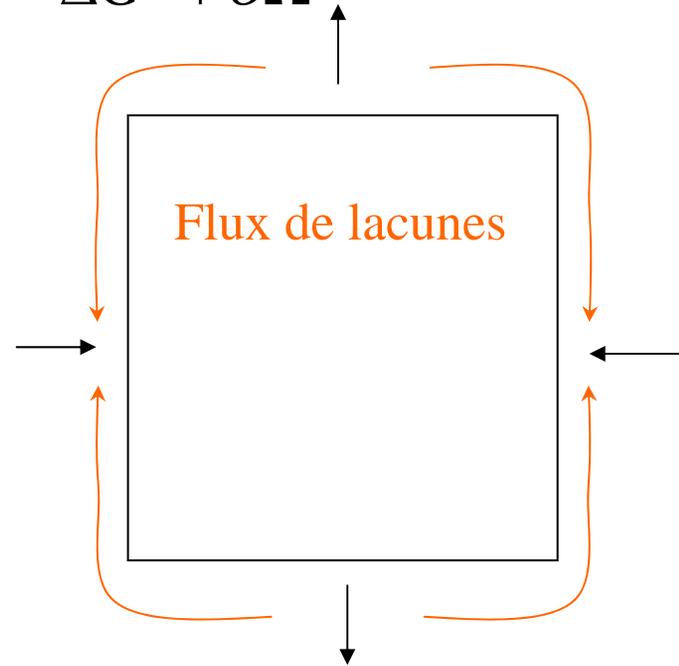
C'est presque comme le fluage de NH:  $\Delta G = \Delta G^0 + \sigma\Omega$

Densité de lacunes à l'équilibre:

$$\rho_v(\sigma) \cong \exp\left(\frac{-\Delta G^0}{kT}\right) \exp\left(\frac{\sigma\Omega}{kT}\right)$$

Diffusion de lacunes:  $J_v = -D_v \nabla \rho_v$

avec,  $D_v = D_{0v} \exp\left(-\frac{\Delta G_m}{kT}\right)$



Le volume de matériau transféré à travers le grain est:

$$\frac{\delta V}{\delta t} \cong d^2 \frac{\delta d}{\delta t} = D_{0v} \delta' \exp\left(-\frac{\Delta G^0 + \Delta G_m}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{\sigma\Omega}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{\sigma\Omega}{kT}\right) \right]$$

# Diffusion dans les joints de grain

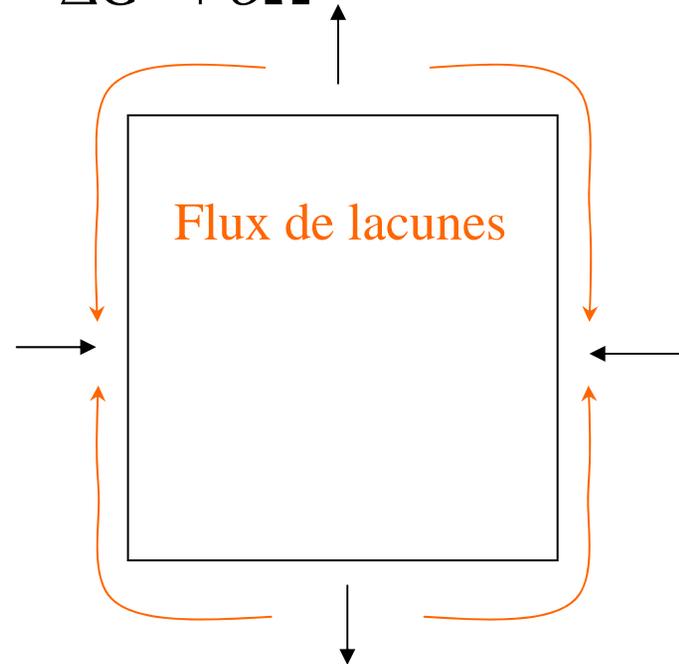
C'est presque comme le fluage de NH:  $\Delta G = \Delta G^0 + \sigma\Omega$

Densité de lacunes à l'équilibre:

$$\rho_v(\sigma) \cong \exp\left(\frac{-\Delta G^0}{kT}\right) \exp\left(\frac{\sigma\Omega}{kT}\right)$$

Diffusion de lacunes:  $J_v = -D_v \nabla \rho_v$

avec, 
$$D_v = D_{0v} \exp\left(-\frac{\Delta G_m}{kT}\right)$$



Le volume de matériau transféré à travers le grain est:

$$\dot{\epsilon}_C \cong \left(\frac{D_{0v} \delta'}{d^3}\right) \exp\left(-\frac{\Delta G^0 + \Delta G_m}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{\sigma\Omega}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{\sigma\Omega}{kT}\right) \right]$$

## Fluage de Coble

# Diffusion dans les joints de grain

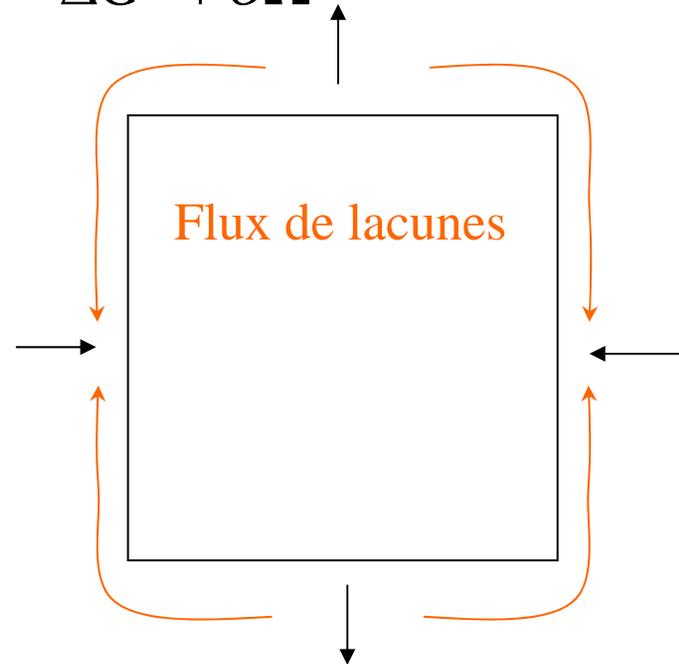
C'est presque comme le fluage de NH:  $\Delta G = \Delta G^0 + \sigma\Omega$

Densité de lacunes à l'équilibre:

$$\rho_v(\sigma) \cong \exp\left(\frac{-\Delta G^0}{kT}\right) \exp\left(\frac{\sigma\Omega}{kT}\right)$$

Diffusion de lacunes:  $J_v = -D_v \nabla \rho_v$

avec,  $D_v = D_{0v} \exp\left(-\frac{\Delta G_m}{kT}\right)$



Le volume de matériau transféré à travers le grain est:

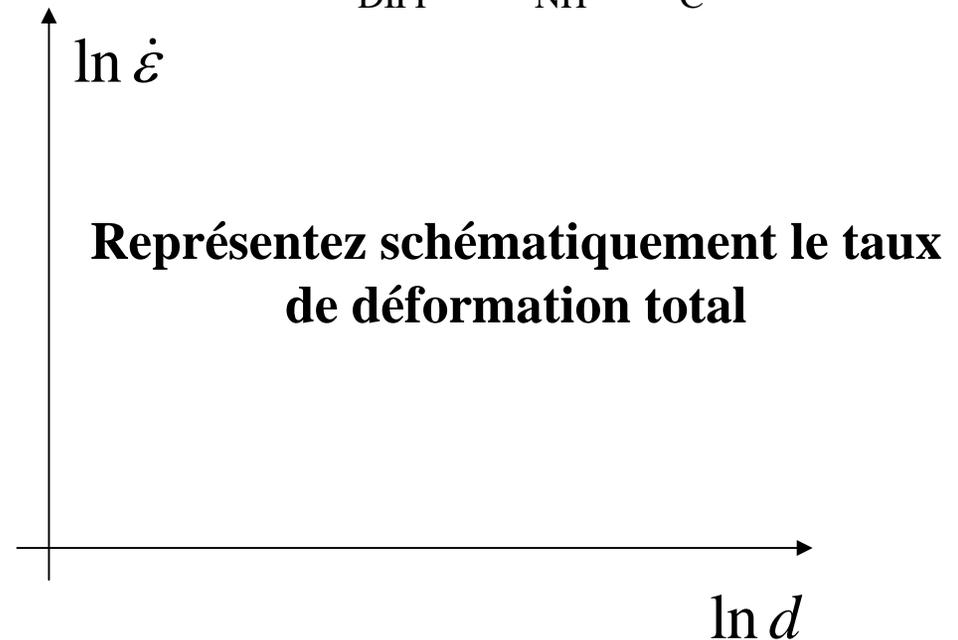
$$\dot{\epsilon}_c \cong A_c \left(\frac{D_{GB} \delta'}{d^3}\right) \left(\frac{\sigma\Omega}{kT}\right)$$

# Compétition entre mécanismes de fluage

$$\dot{\epsilon}_{\text{NH}} = A_{\text{NH}} \left( \frac{D_L}{d^2} \right) \left( \frac{\sigma \Omega}{kT} \right)$$

$$\dot{\epsilon}_{\text{C}} = A_{\text{C}} \left( \frac{D_{\text{GB}} \delta'}{d^3} \right) \left( \frac{\sigma \Omega}{kT} \right)$$

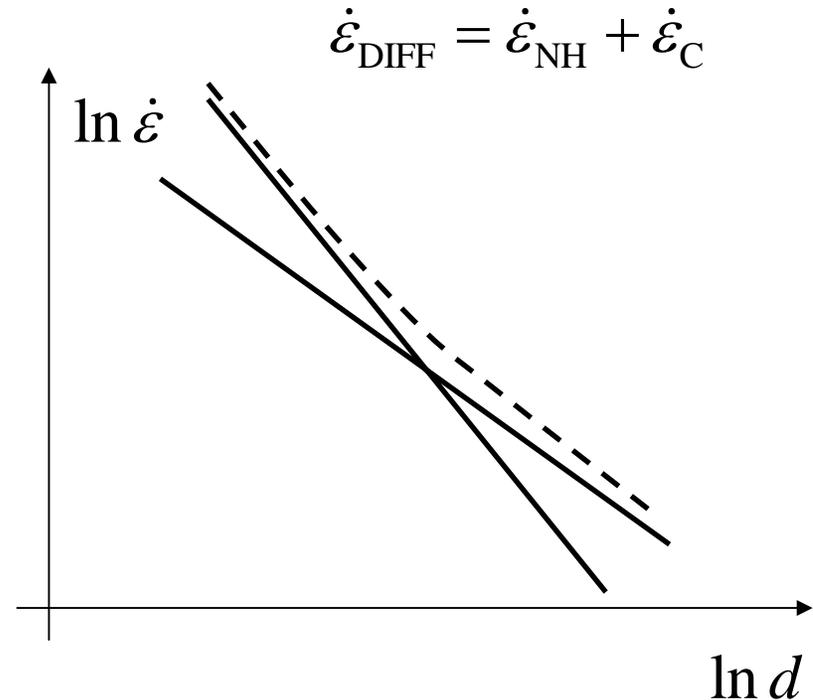
$$\dot{\epsilon}_{\text{DIFF}} = \dot{\epsilon}_{\text{NH}} + \dot{\epsilon}_{\text{C}}$$



# Compétition entre mécanismes de fluage

$$\dot{\epsilon}_{\text{NH}} = A_{\text{NH}} \left( \frac{D_L}{d^2} \right) \left( \frac{\sigma \Omega}{kT} \right)$$

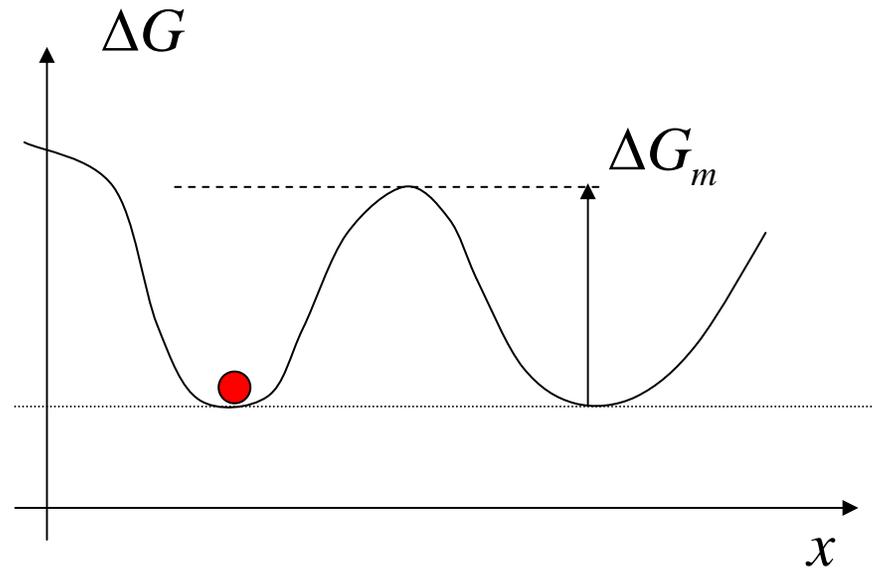
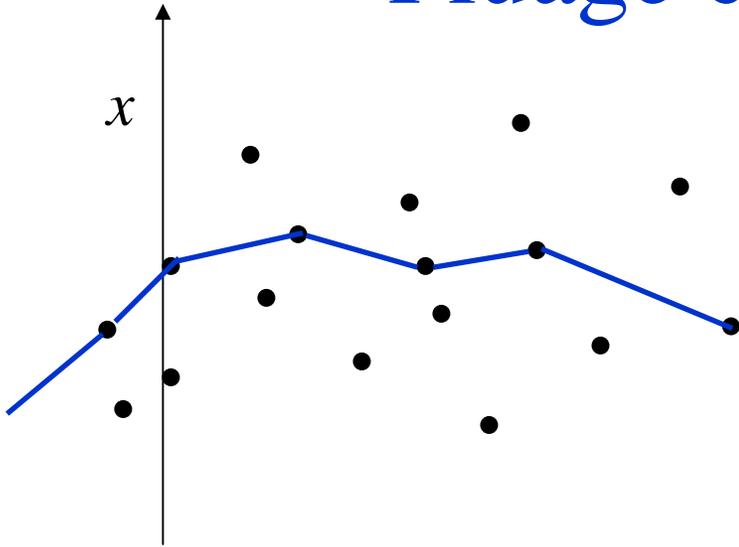
$$\dot{\epsilon}_{\text{C}} = A_{\text{C}} \left( \frac{D_{\text{GB}} \delta'}{d^3} \right) \left( \frac{\sigma \Omega}{kT} \right)$$



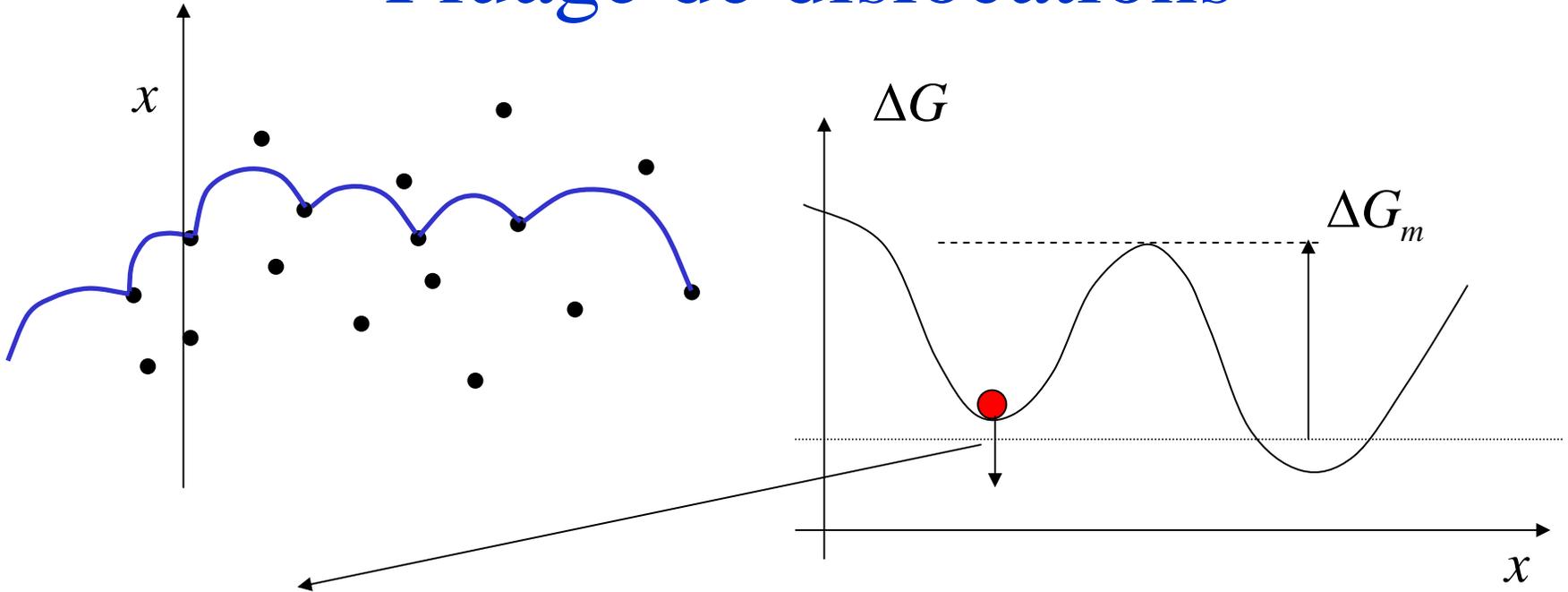
**Calculez la taille de grain critique, à laquelle les deux mécanismes contribuent également au fluage**

**Quel mécanisme domine à haute température?**

# Fluage de dislocations

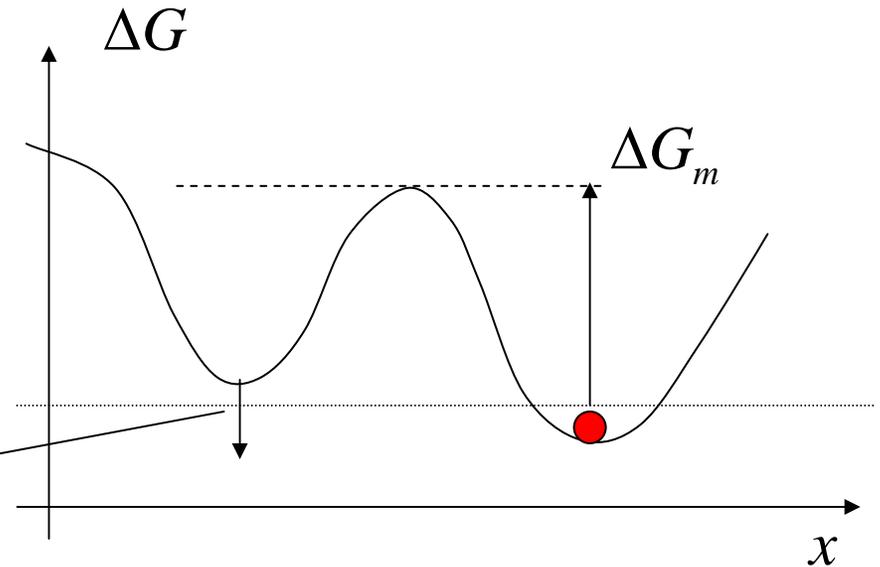
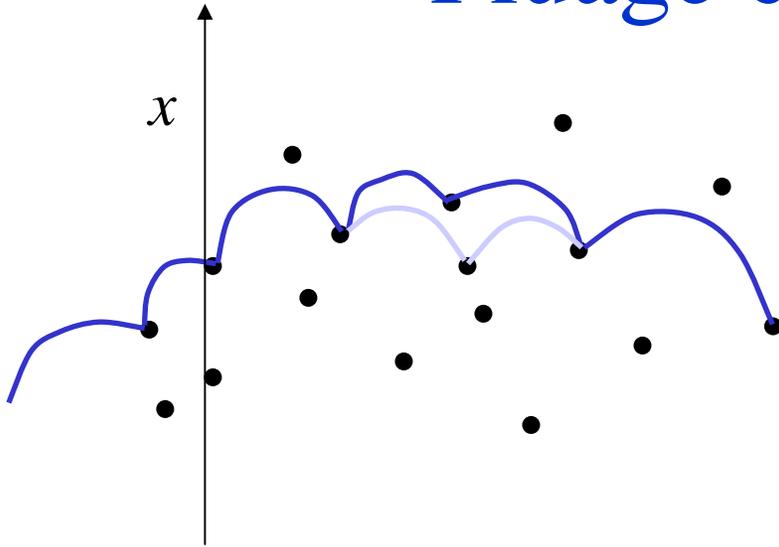


# Fluage de dislocations



Le biais en énergie  $\sim$  travail fournit par la contrainte appliquée

# Fluage de dislocations



Le biais en énergie  $\sim$  travail fournit  
par la contrainte appliquée

Mais c'est une mauvaise approximation;  
on observe plutôt:

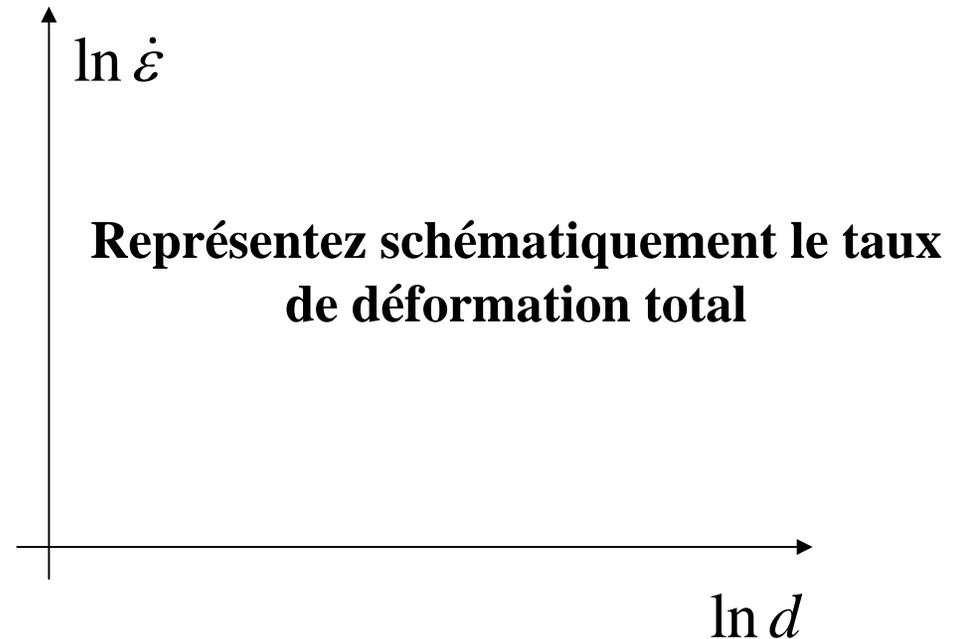
$$\dot{\epsilon}_D = A \left( \frac{D_L \mu b}{kT} \right) \left( \frac{\sigma}{G} \right)^{m'}$$

# Compétition entre mécanismes de fluage

Même questions pour comparer les mécanismes de fluage diffusif avec le fluage de dislocations

$$\dot{\epsilon}_{\text{DIFF}} = \dot{\epsilon}_{\text{NH}} + \dot{\epsilon}_{\text{C}}$$

$$\dot{\epsilon}_{\text{D}} = A \left( \frac{D_L \mu b}{kT} \right) \left( \frac{\sigma}{G} \right)^{m'}$$



Calculez la relation qui sépare les zones de prédominance de chacun des mécanismes

# Compétition entre mécanismes de fluage

Même questions pour comparer les mécanismes de fluage diffusif avec le fluage de dislocations

$$\dot{\epsilon}_{\text{DIFF}} = \dot{\epsilon}_{\text{NH}} + \dot{\epsilon}_{\text{C}}$$

$$\dot{\epsilon}_{\text{D}} = A \left( \frac{D_L \mu b}{kT} \right) \left( \frac{\sigma}{G} \right)^{m'}$$

Calculez la relation qui sépare les zones prédominance de chacun des mécanismes

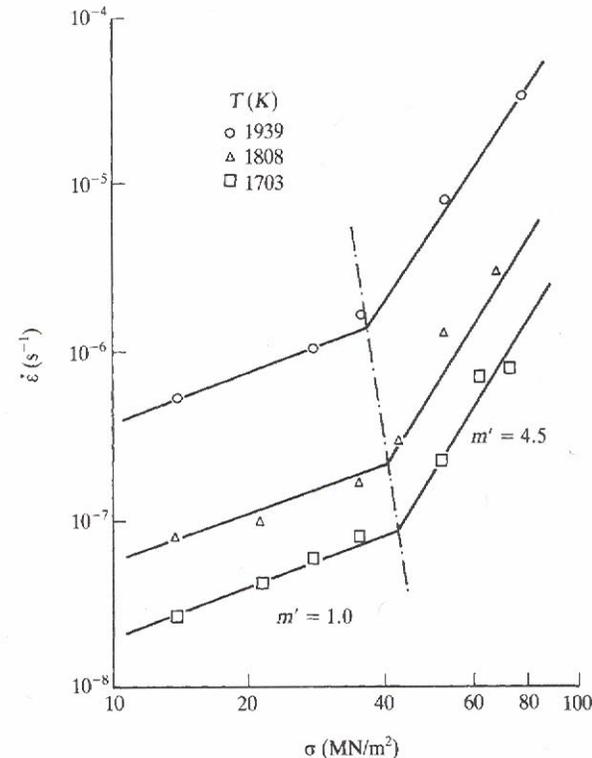
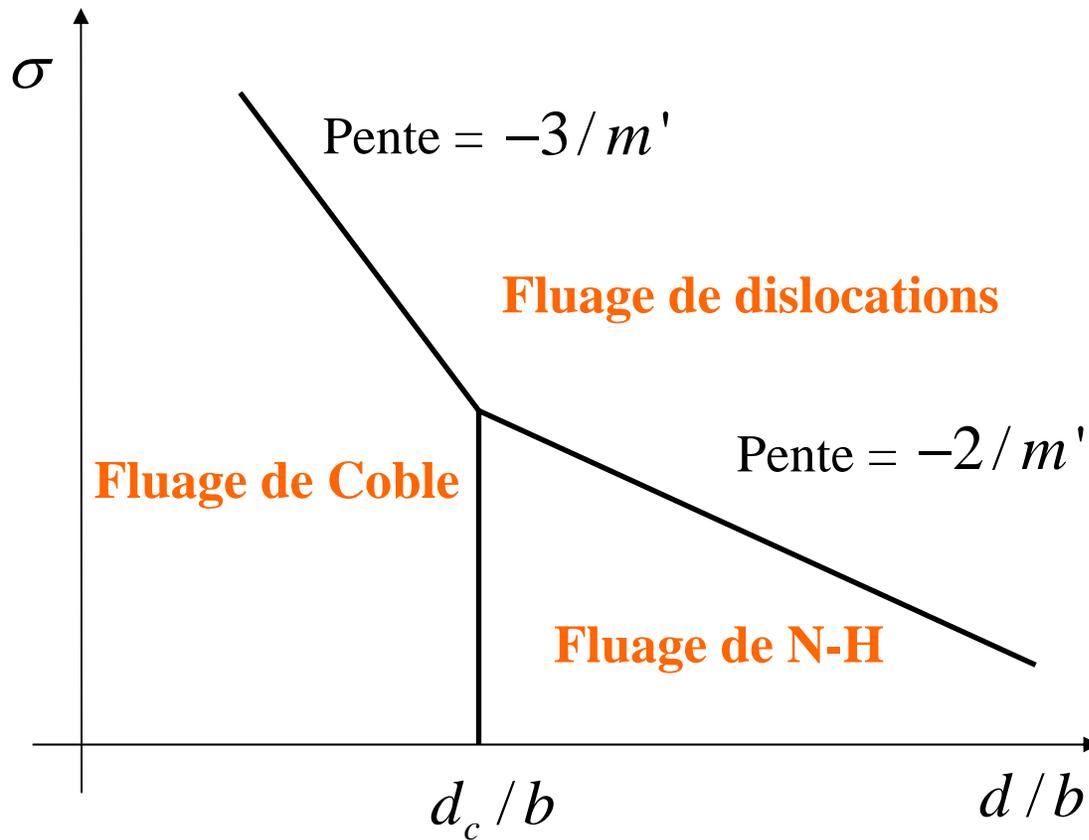


Figure 7.13  
Steady-state creep rate vs. stress for  $\text{UO}_2$  polycrystals with a grain size of  $10 \mu\text{m}$ . At low stress levels, diffusional flow dominates; at higher stress levels dislocation creep does. (From L. E. Poterat and C. S. Yust, *Ceramic Microstructures*, ed. R. M. Fulrath and J. A. Pask, Wiley, New York, 1968, p. 646.)

# Carte de déformation



# Exercice

Ashby a utilisé les équations suivantes pour construire une carte de déformation pour le tungstène:

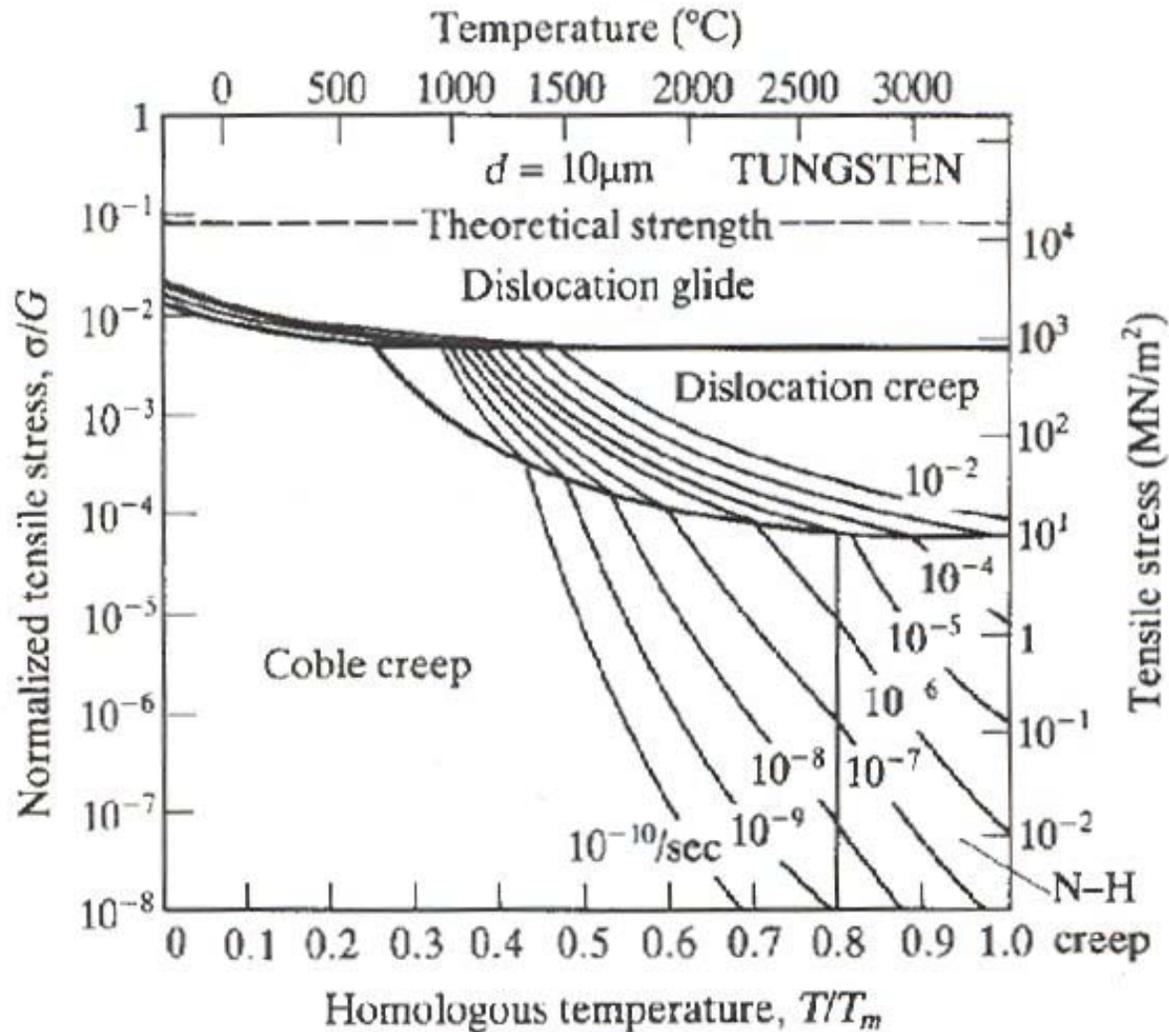
$$\dot{\epsilon}_{\text{NH}} = 14 \left( \frac{\sigma \Omega}{kT} \right) \left( \frac{D_L}{d^2} \right) \quad ; \quad \dot{\epsilon}_{\text{C}} = 44 \left( \frac{\sigma \Omega}{kT} \right) \left( \frac{\delta D_C}{d^3} \right) \quad ; \quad \dot{\epsilon}_{\text{D}} = A \left( \frac{D_L G b}{kT} \right) \left( \frac{\sigma}{G} \right)^{m'}$$

avec:  $\Omega = 1.59 \times 10^{-29} \text{ m}^3$ ;  $b = 2.74 \times 10^{-10} \text{ m}$ ;  $G = 15.5 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$   
 $D_{0L} = 5.6 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ ;  $Q_L = 586 \text{ kJ/mol}$ ;  $D_{0C} = 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$   
 $Q_C = 379 \text{ kJ/mol}$ ;  $A = 1.99 \times 10^{12}$ ;  $m' = 5.8$ ;  $\delta = 10^{-9} \text{ m}$

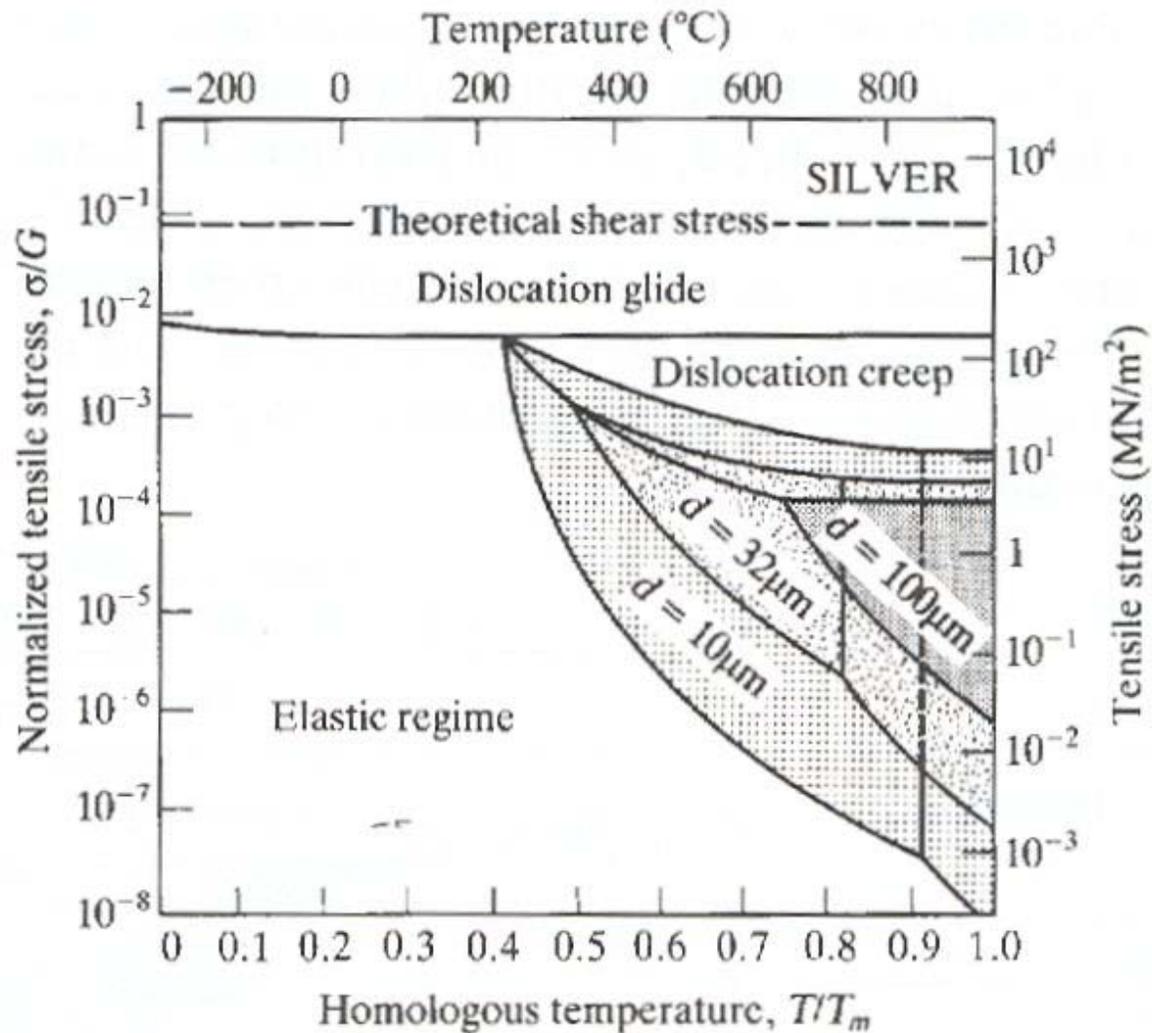
Dans un diagramme température-contrainte:

1. Dessinez les lignes de transition entre les différents régimes de fluage
2. Ajoutez une région « élastique » correspondant à des taux de déformation inférieurs à  $10^{-10} / \text{s}$
3. Dessinez le diagramme pour une taille de grain de 1micron

# Carte de déformation



# Carte de déformation



# Exercice

**Le fluage—mais aussi la fracture—est à prendre en compte dans la conception de filaments d'ampoules électriques.**

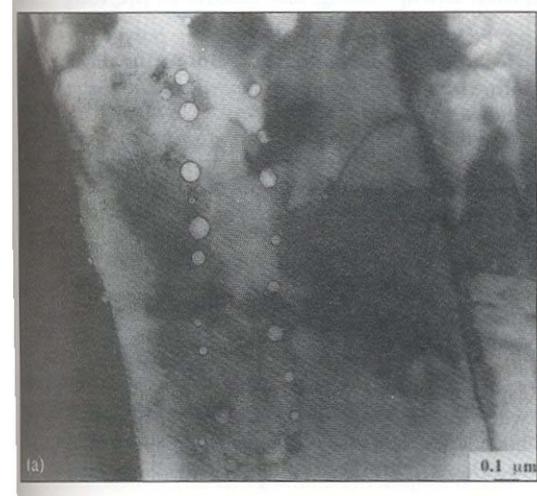
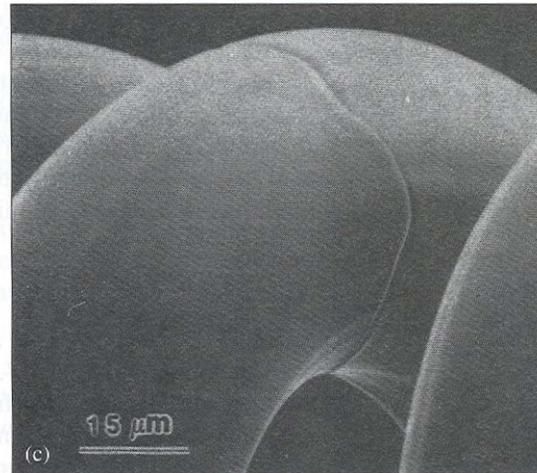
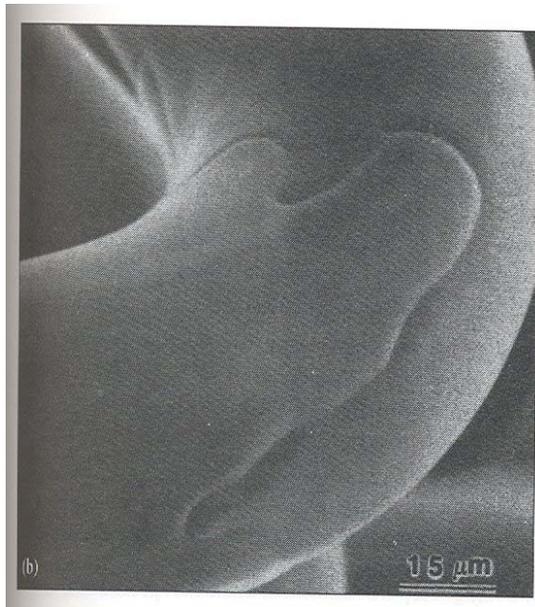
**On supposera qu'un filament (15cm de long et 0.025cm de diamètre) flue sous l'effet de son propre poids (densité 19300kg/m<sup>3</sup>)**

**Nous voudrions que le filament fonctionne à 2500C pendant 1000 heures en présentant une déformation totale de moins de 5%.**

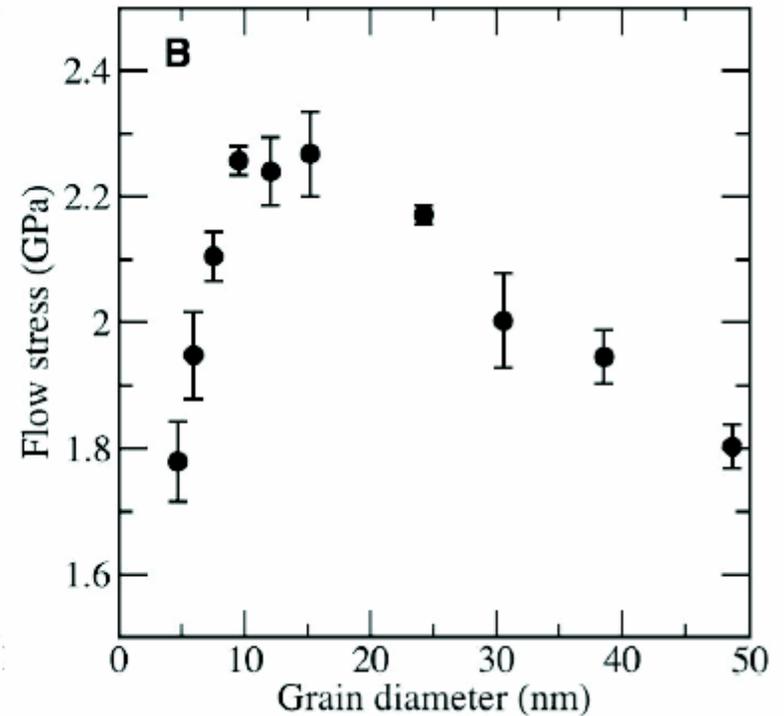
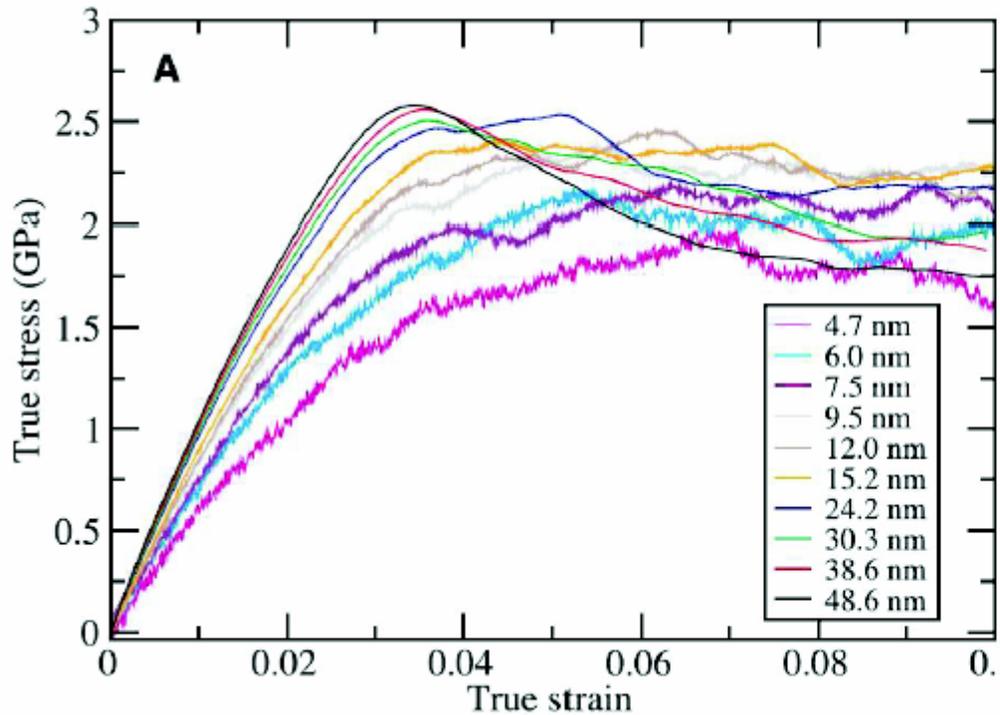
**Qu'en pensez-vous?**

# Exercice

Dopage de W par K

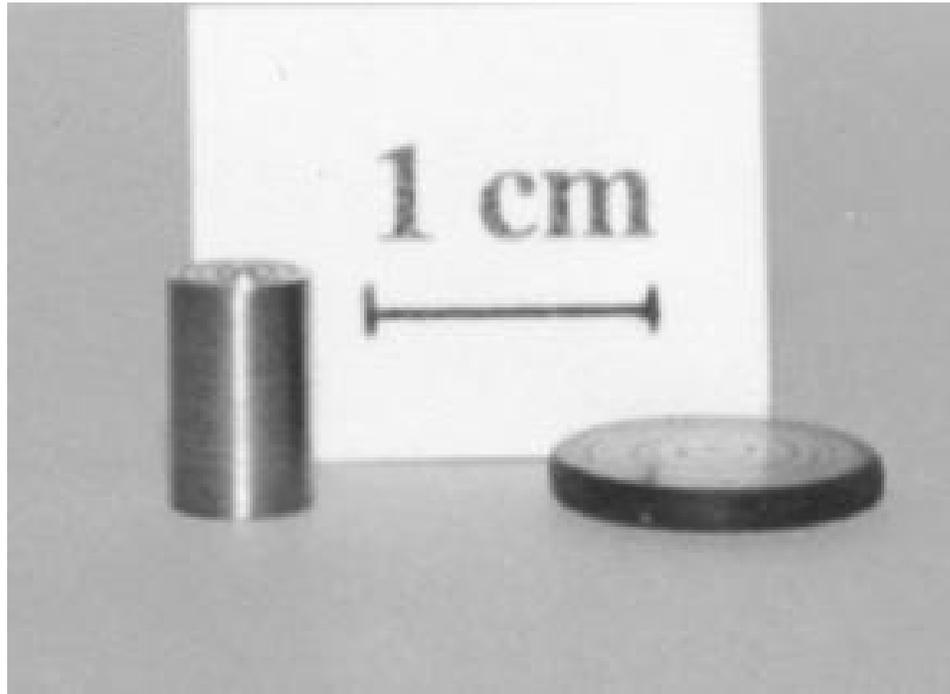


# Relation de Hall-Petch

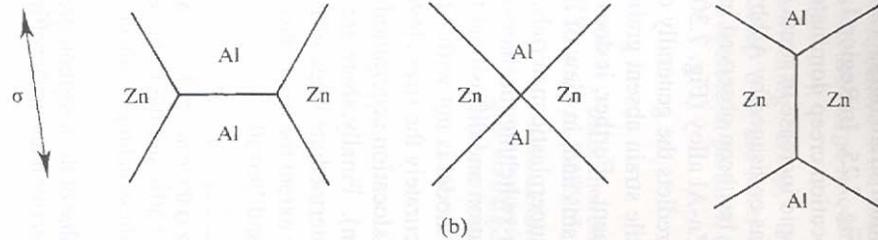
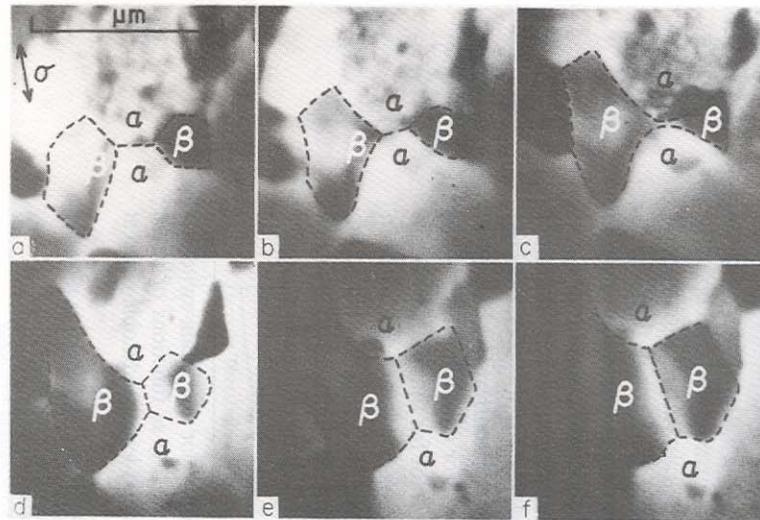
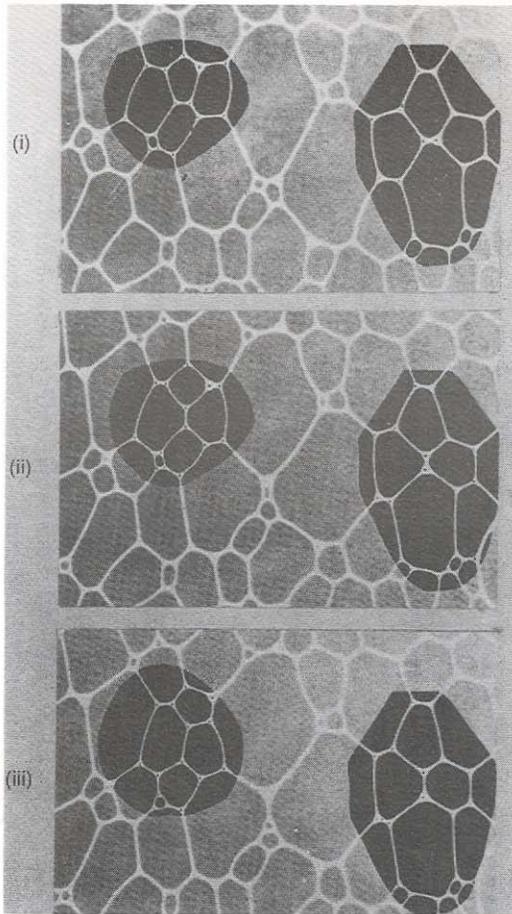


Schiotz, Jakobsen, Science (2003)

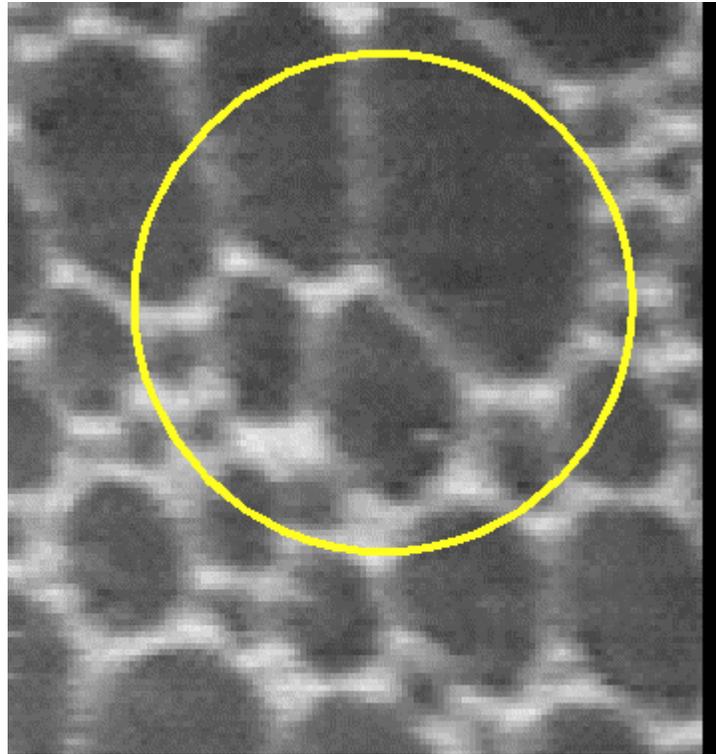
# Superplasticité



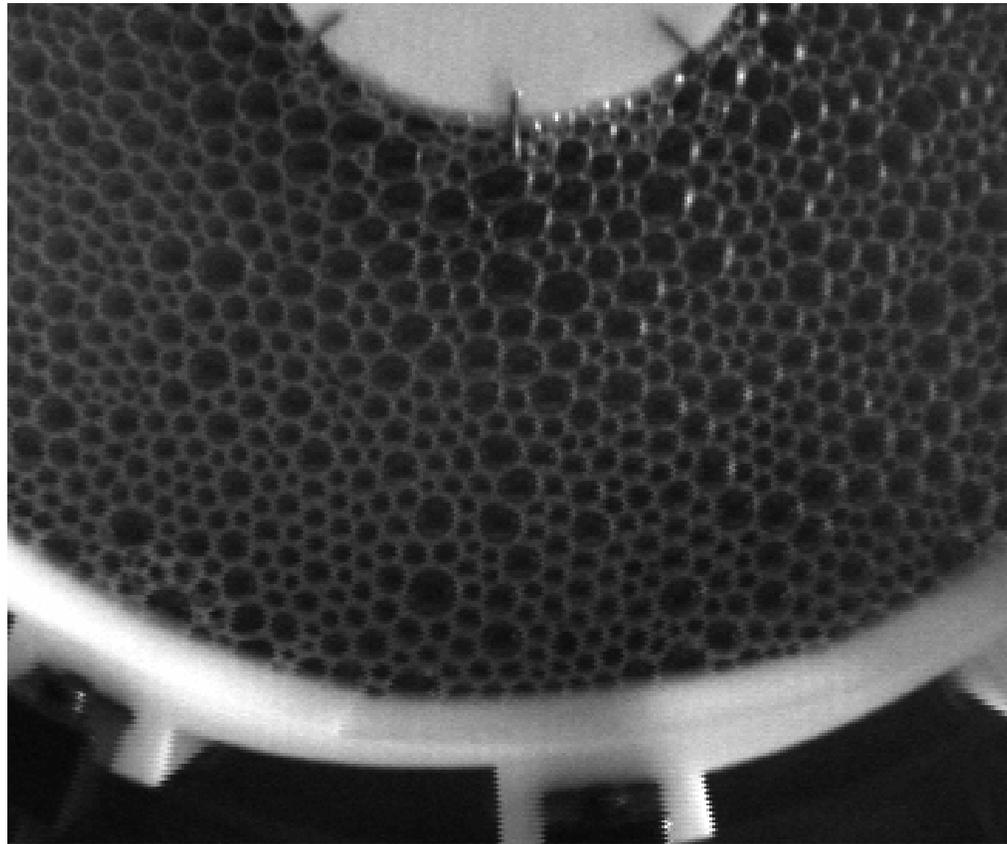
# Superplasticité



# Superplasticité



# Superplasticité



# Superplasticité

Modèle de réarrangement de grains dû à Ashby:

$$\dot{\epsilon}_G = \frac{100\Omega}{kT} \left( \sigma - 0.72 \frac{\gamma}{d} \right) \left( \frac{D_L}{d^2} + 3.3 \frac{\delta' D_{GB}}{d^3} \right)$$

Exercice: représenter sur un graphe contrainte-taux de déformation la compétition entre les fluage par réarrangement de grain et le fluage de Coble et de NH

$$\dot{\epsilon}_{NH} = 14 \left( \frac{\sigma\Omega}{kT} \right) \left( \frac{D_L}{d^2} \right) \quad \dot{\epsilon}_C = 44 \left( \frac{\sigma\Omega}{kT} \right) \left( \frac{\delta D_C}{d^3} \right)$$

# Exercice

Ashby a utilisé les équations suivantes pour construire une carte de déformation pour le tungstène:

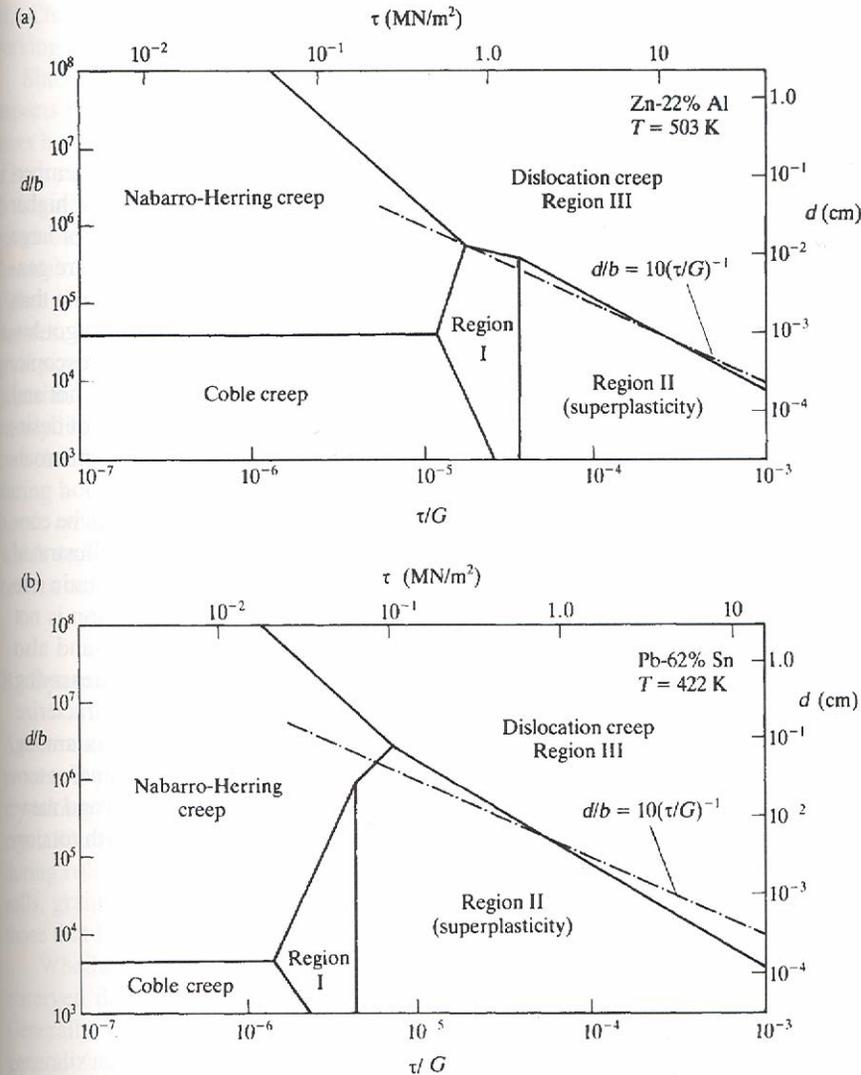
$$\dot{\epsilon}_{\text{NH}} = 14 \left( \frac{\sigma \Omega}{kT} \right) \left( \frac{D_L}{d^2} \right) \quad ; \quad \dot{\epsilon}_{\text{C}} = 44 \left( \frac{\sigma \Omega}{kT} \right) \left( \frac{\delta D_C}{d^3} \right) \quad ; \quad \dot{\epsilon}_{\text{D}} = A \left( \frac{D_L G b}{kT} \right) \left( \frac{\sigma}{G} \right)^{m'}$$

avec:  $\Omega = 1.59 \times 10^{-29} \text{ m}^3$ ;  $b = 2.74 \times 10^{-10} \text{ m}$ ;  $G = 15.5 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$   
 $D_{0L} = 5.6 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ ;  $Q_L = 586 \text{ kJ/mol}$ ;  $D_{0C} = 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$   
 $Q_C = 379 \text{ kJ/mol}$ ;  $A = 1.99 \times 10^{12}$ ;  $m' = 5.8$ ;  $\delta = 10^{-9} \text{ m}$

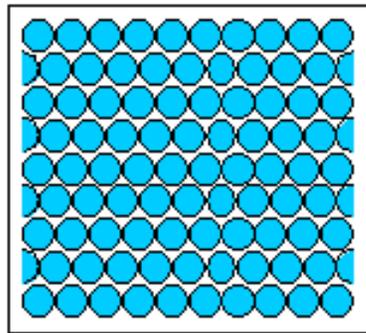
Dans un diagramme température-contrainte:

1. Dessinez les lignes de transition entre les différents régimes de fluage
2. Ajoutez une région « élastique » correspondant à des taux de déformation inférieurs à  $10^{-10} / \text{s}$
3. Dessinez le diagramme pour une taille de grain de 1micron

# Superplasticité

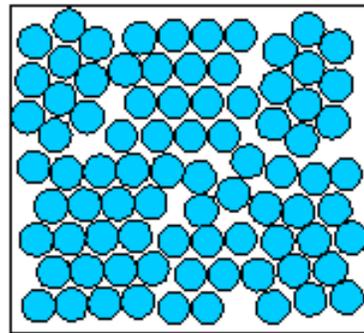


# Solides non-cristallins



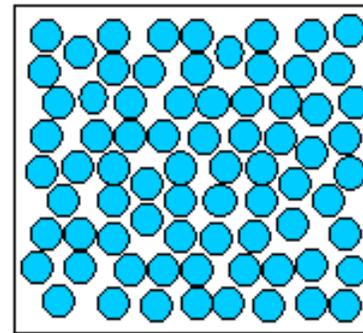
Single crystal

Periodic across the whole volume.



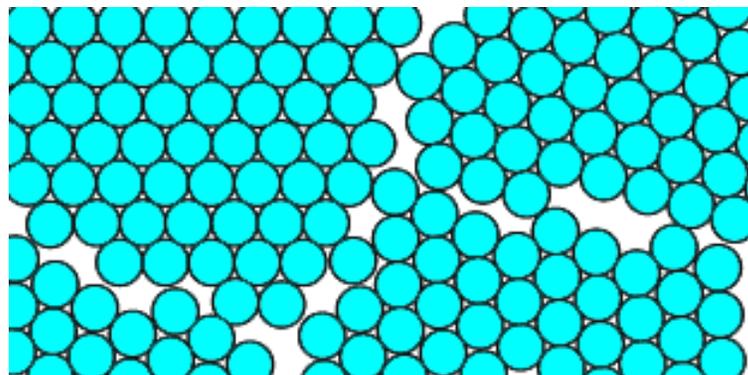
Polycrystal

Periodic across each grain.

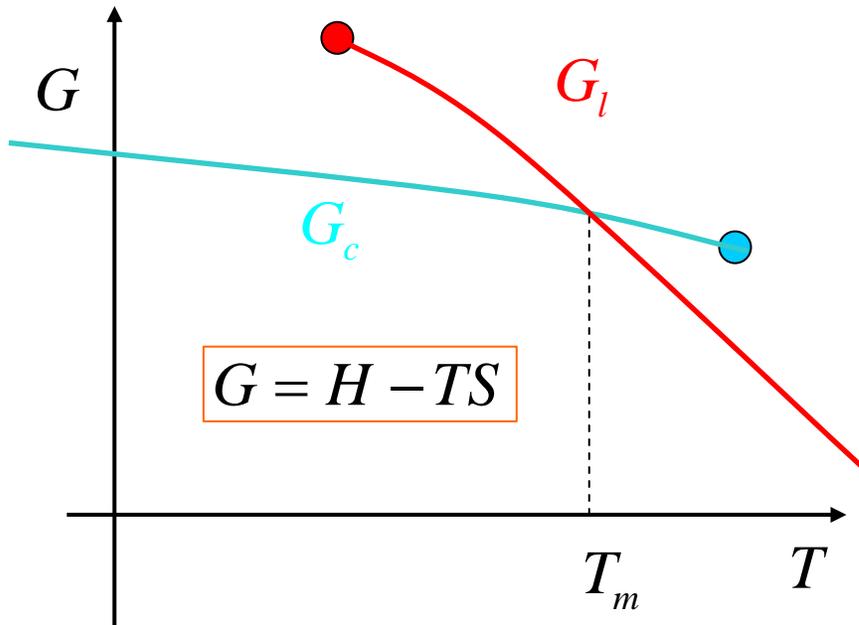


Amorphous solid

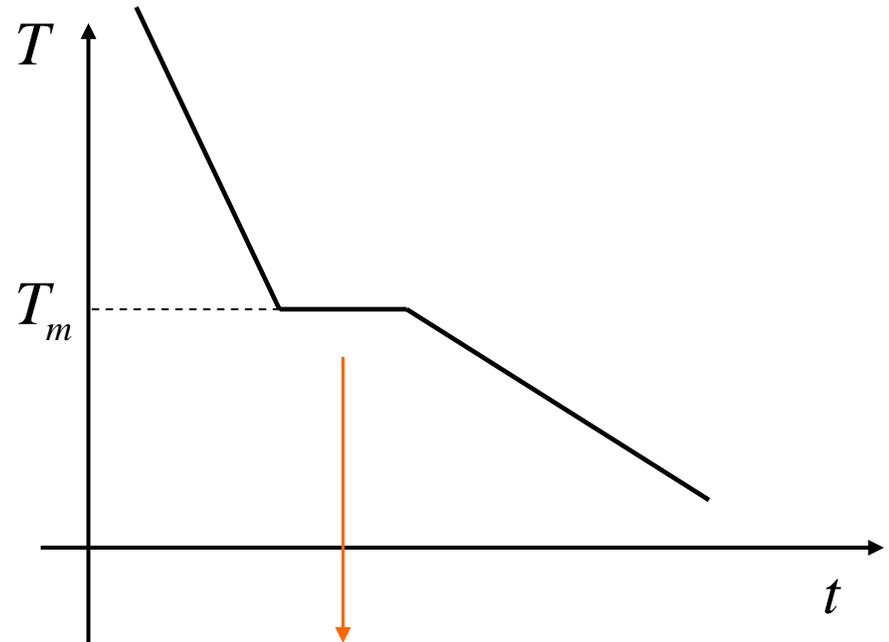
Not periodic.



# Chaleur latente



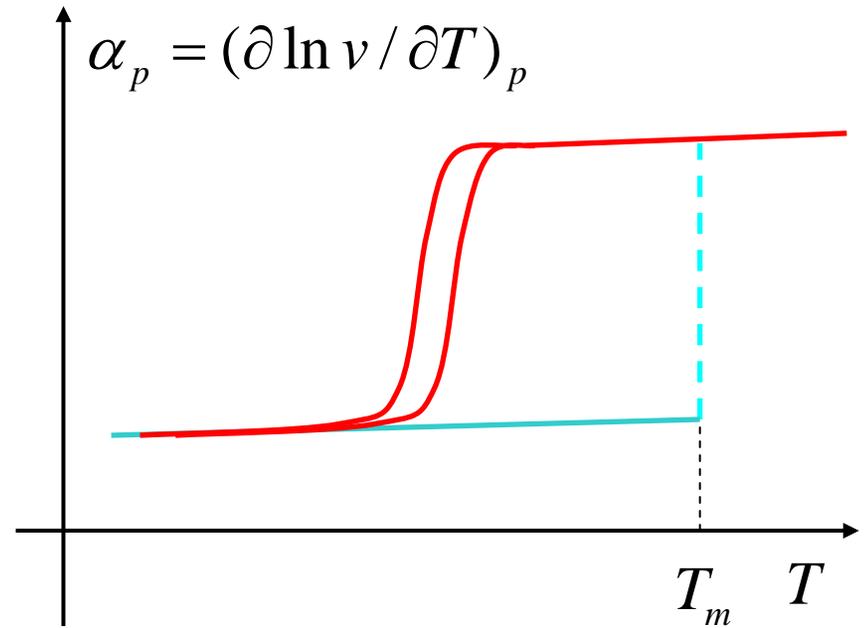
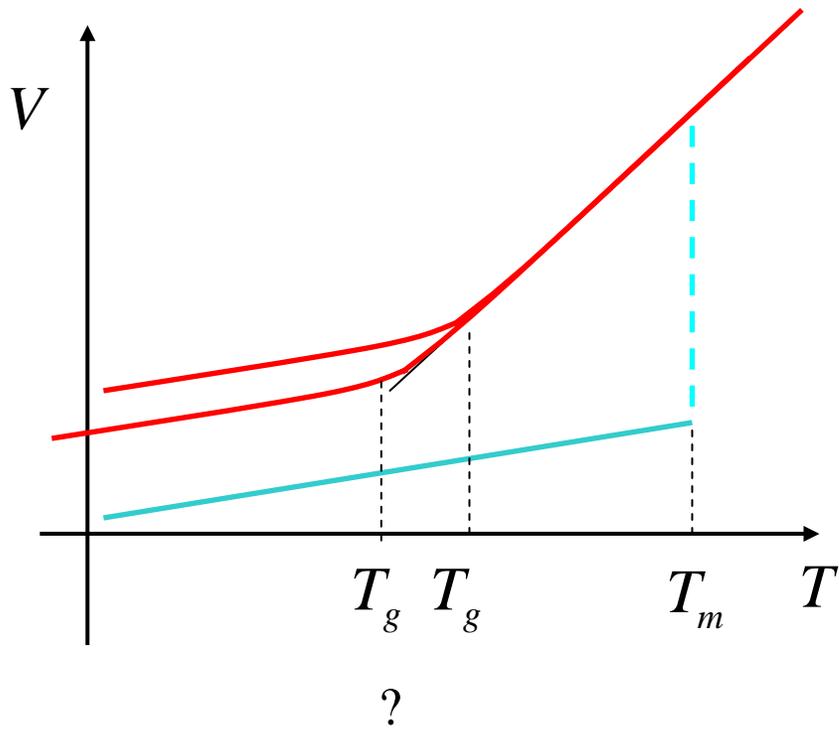
Par définition:  $\frac{\partial G}{\partial T} = S$



Chaleur latente

$$\delta Q = T_m (S_l - S_c) = H_m > 0$$

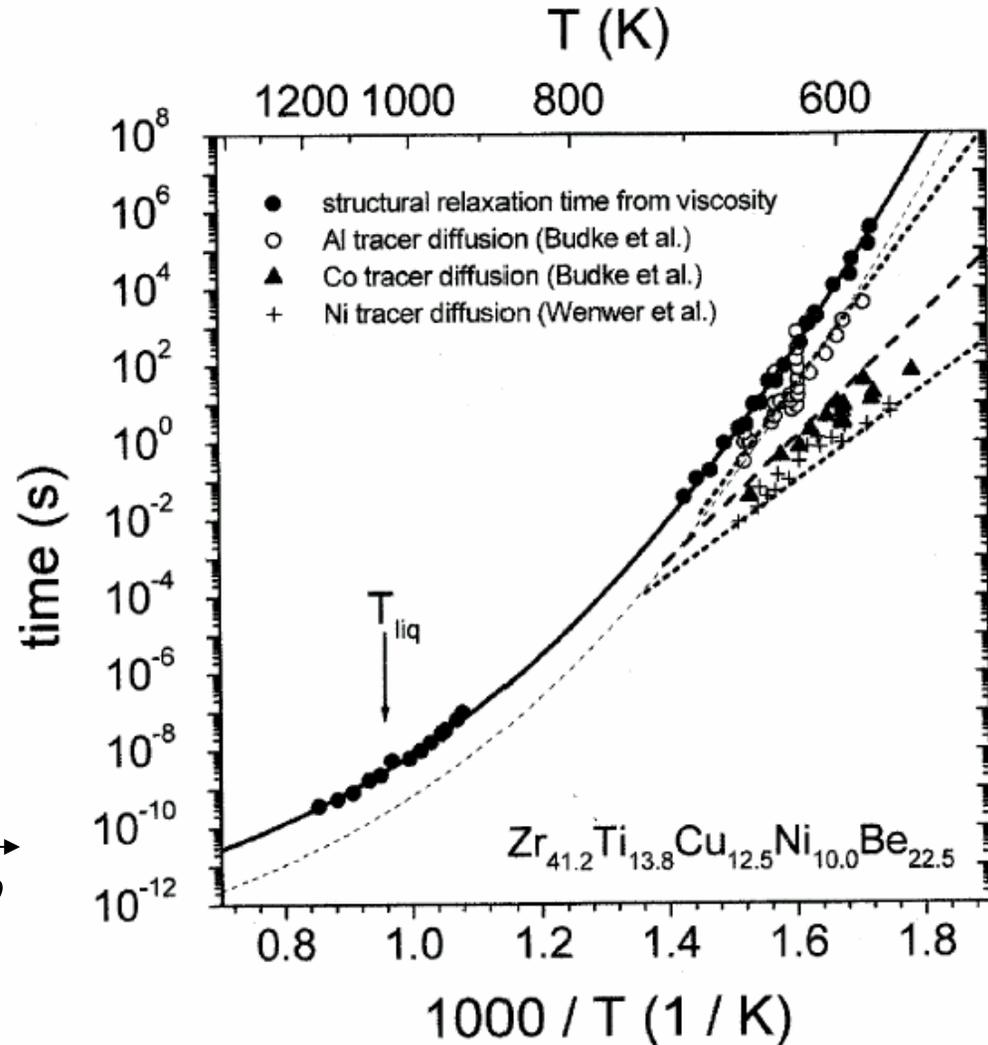
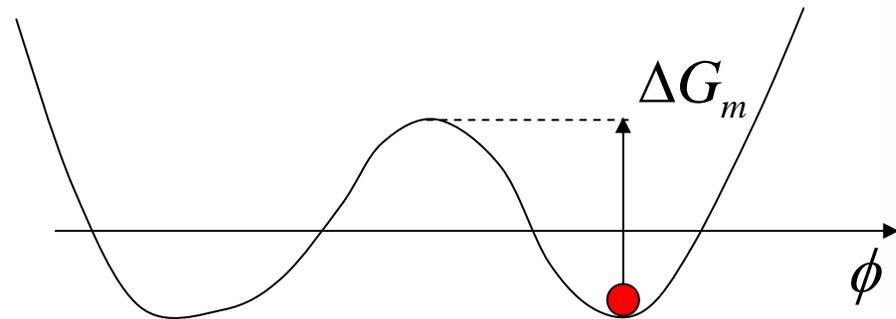
# Refroidissement isobare



# Relaxation des liquides surfondus

On fera l'hypothèse que la diffusion des atomes au sein du fluide est un processus activé, de type Arrhénius.

$$\omega_L = \omega_0 \exp\left(-\frac{\Delta G_m}{kT}\right)$$

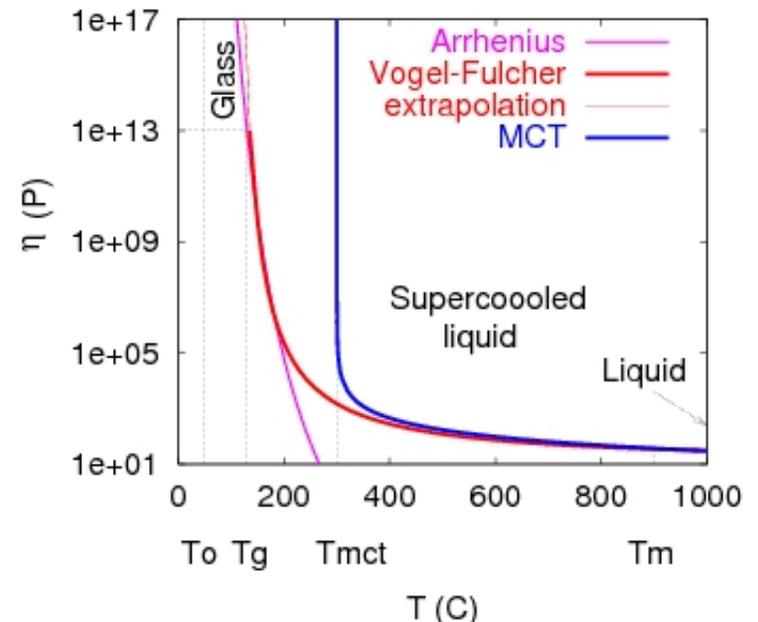
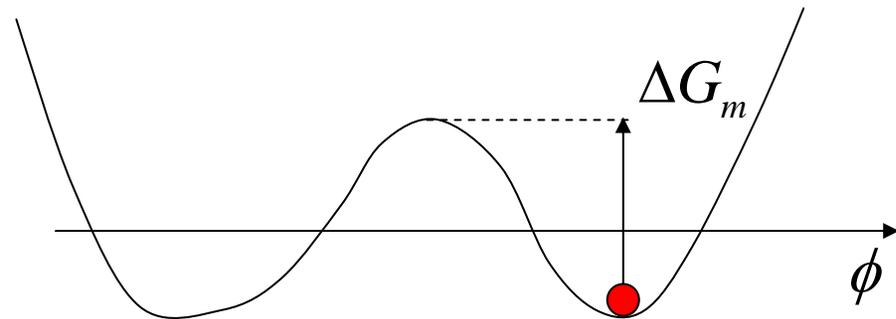


# Relation d'Eyring

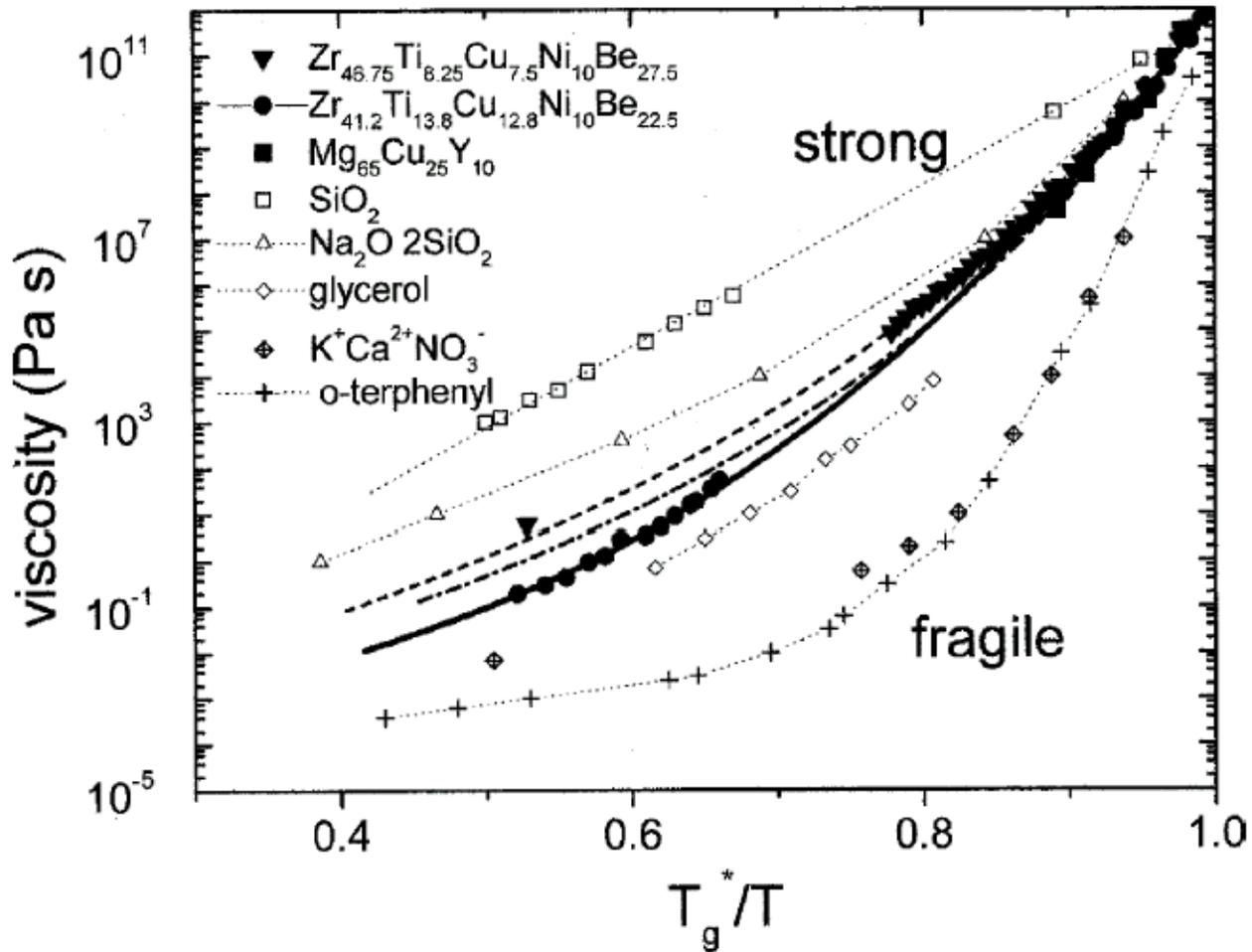
C'est un calcul qui est à la base de toutes les théories de fluage dont nous avons parlé:

$$\dot{\varepsilon} = \omega_0 \exp\left(-\frac{\Delta G_m}{kT}\right) \left(\frac{\sigma\Omega}{kT}\right) \Rightarrow \eta = \frac{kT}{\Omega\omega_0} \exp\left(\frac{\Delta G_m}{kT}\right)$$

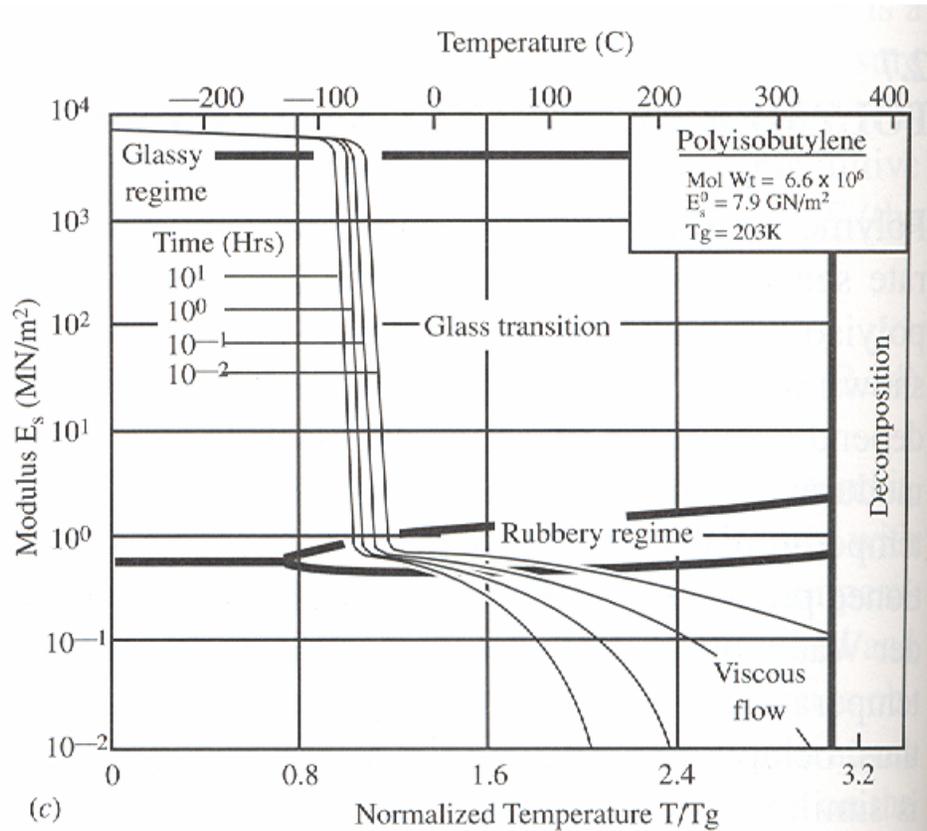
$$\omega_L = \omega_0 \exp\left(-\frac{\Delta G_m}{kT}\right)$$

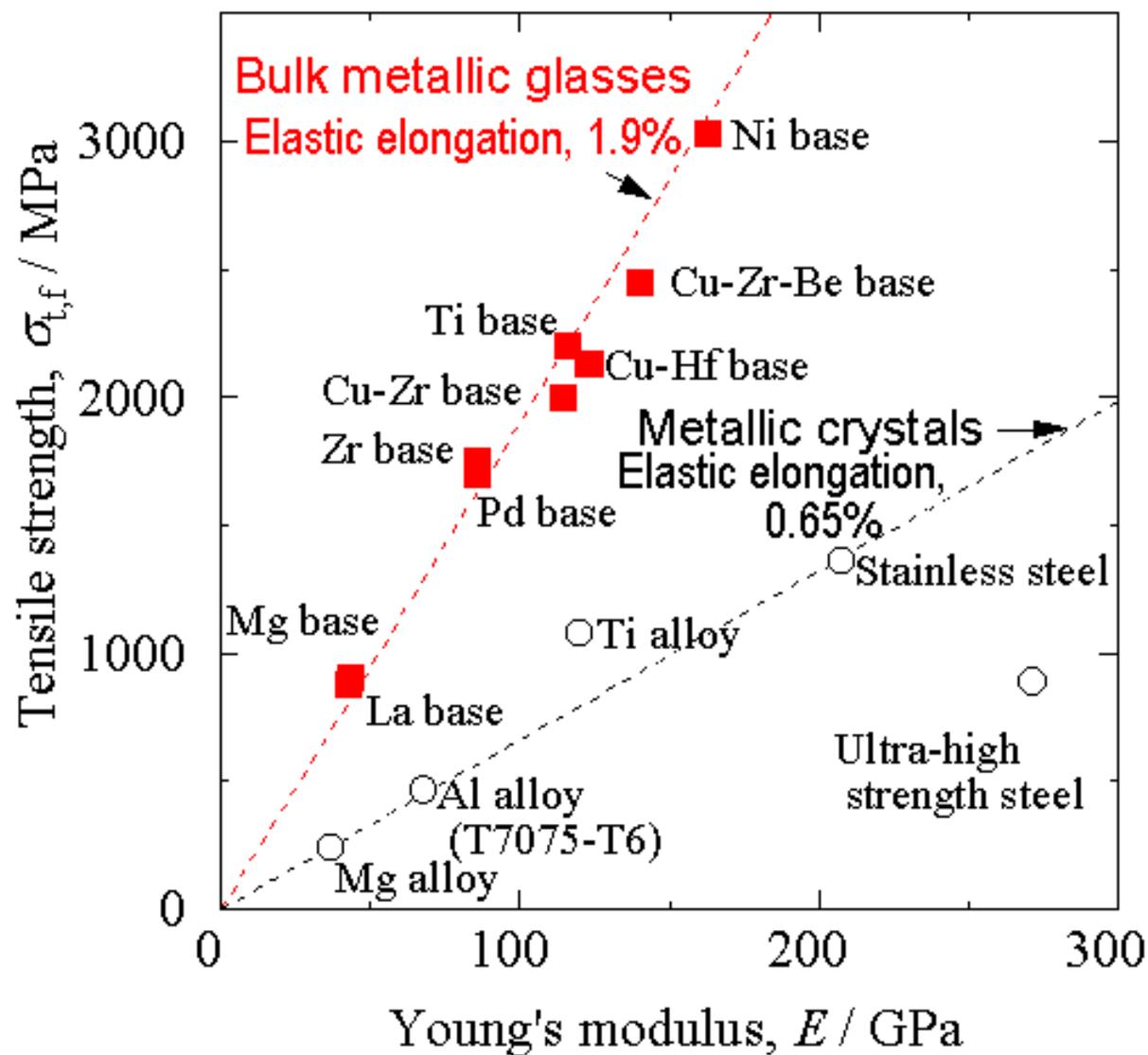


# Représentation d'Angell



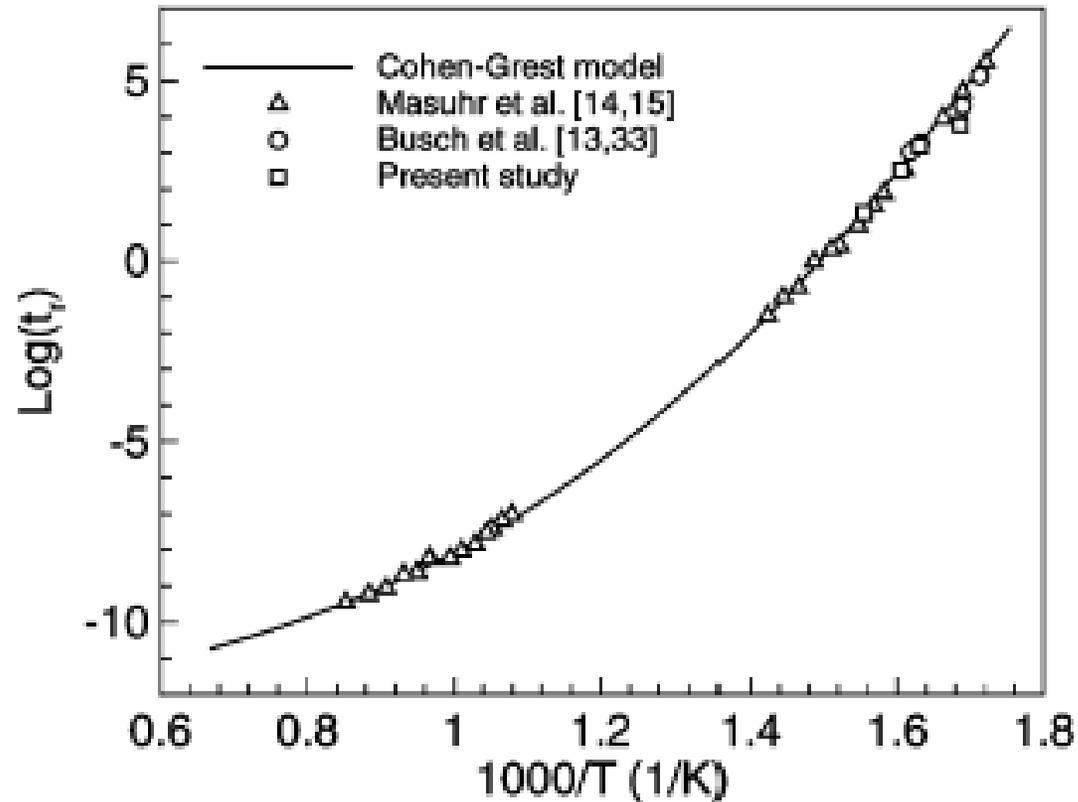
# Élasticité



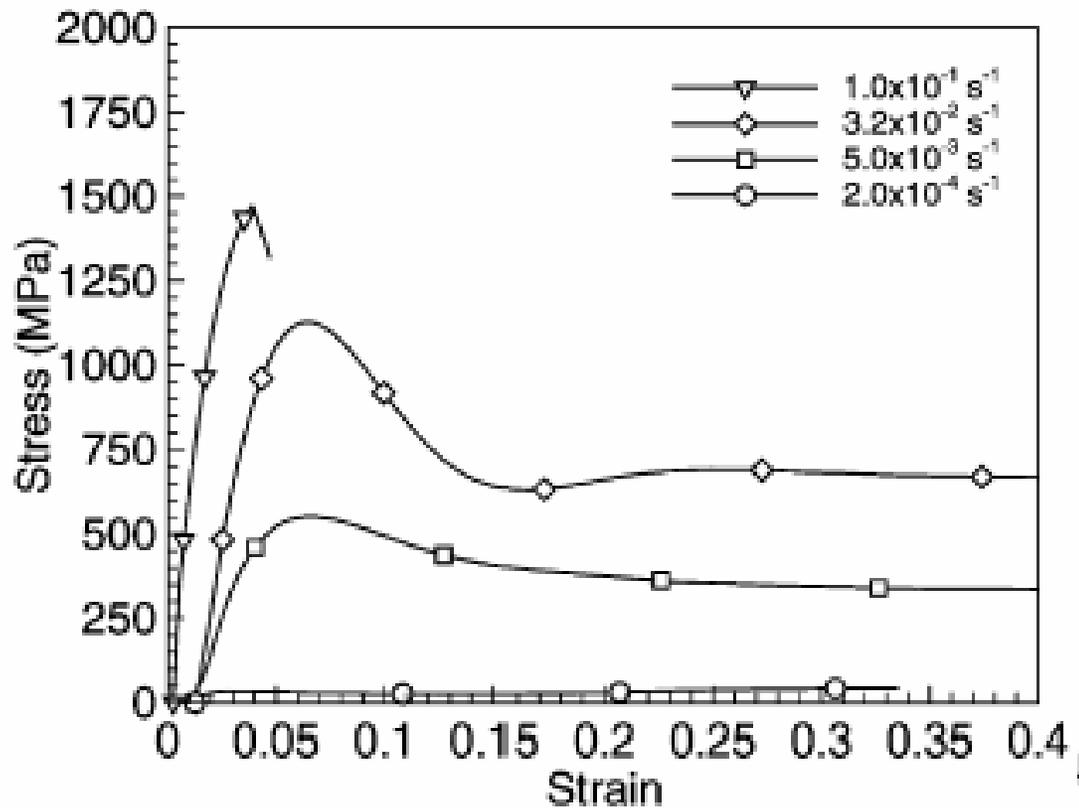


# Verres métalliques

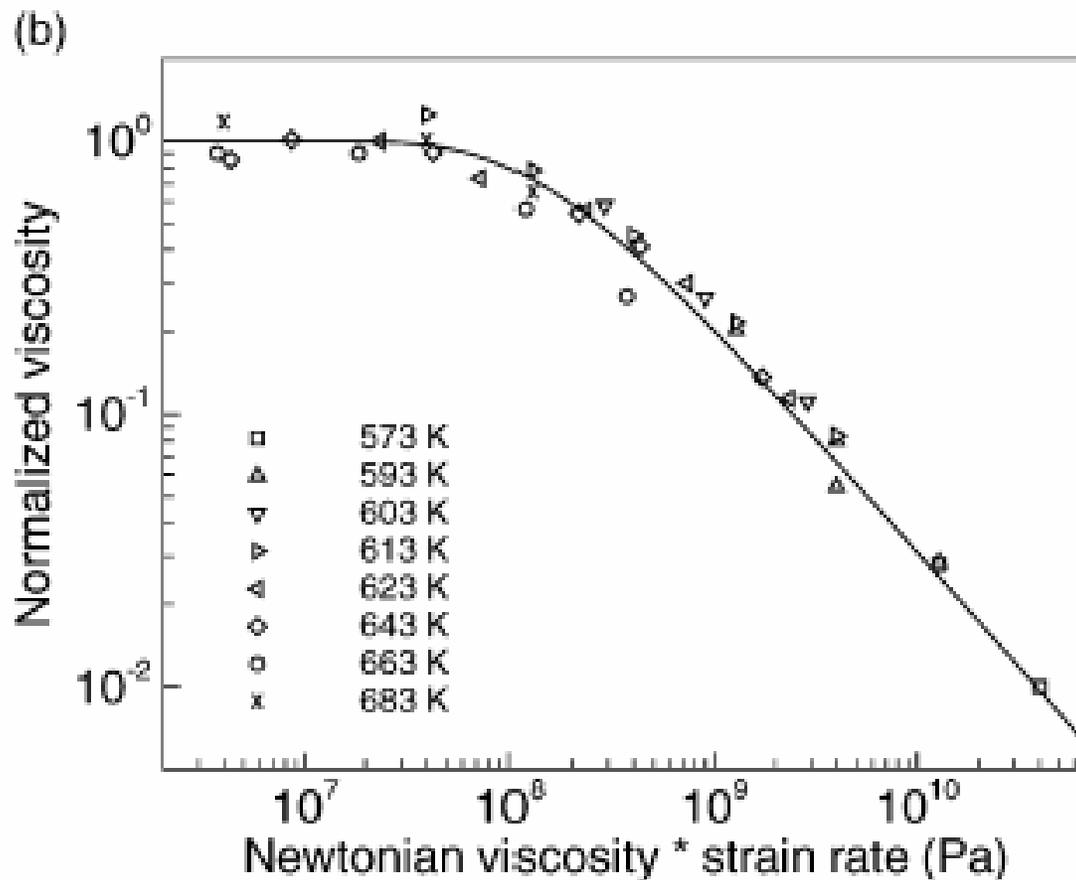
(b)



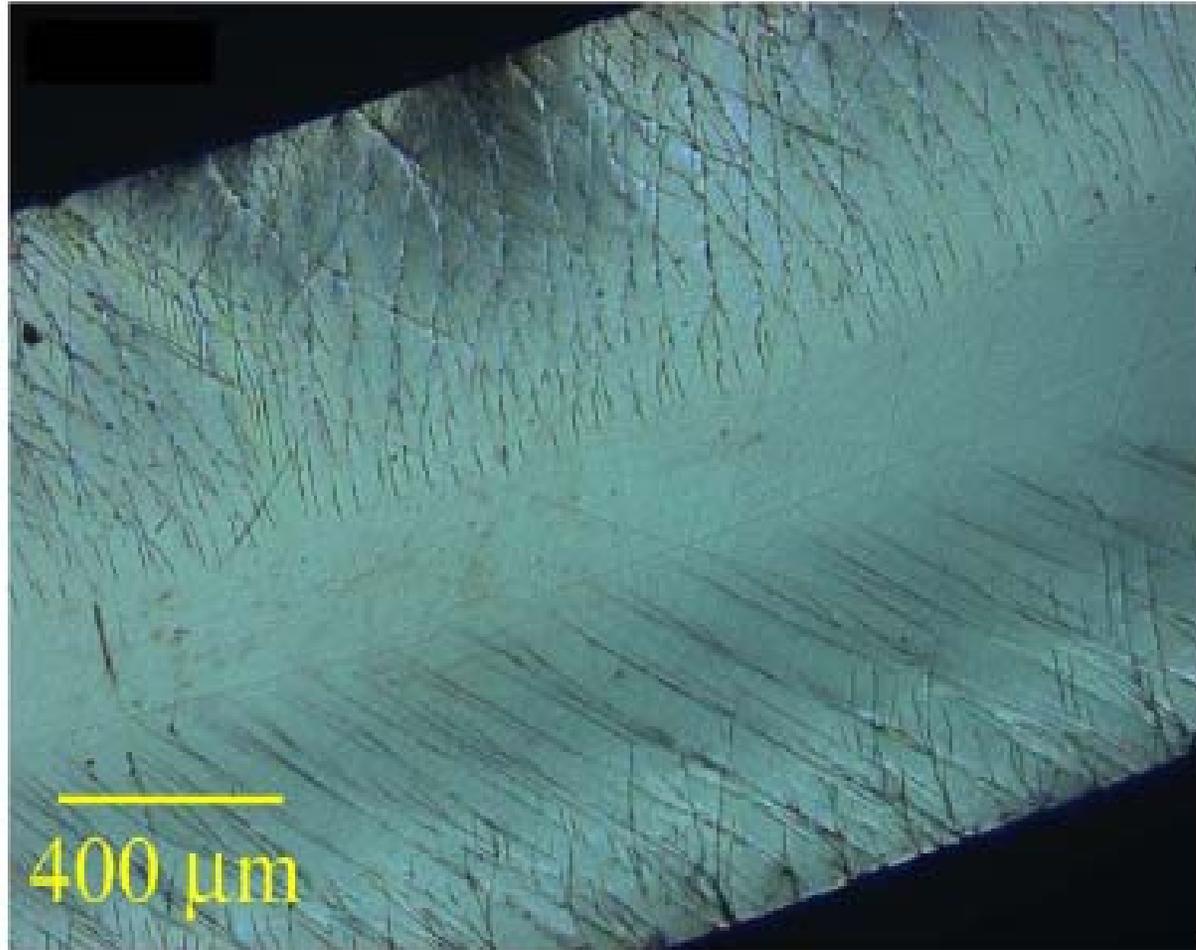
# Déformation à taux constant



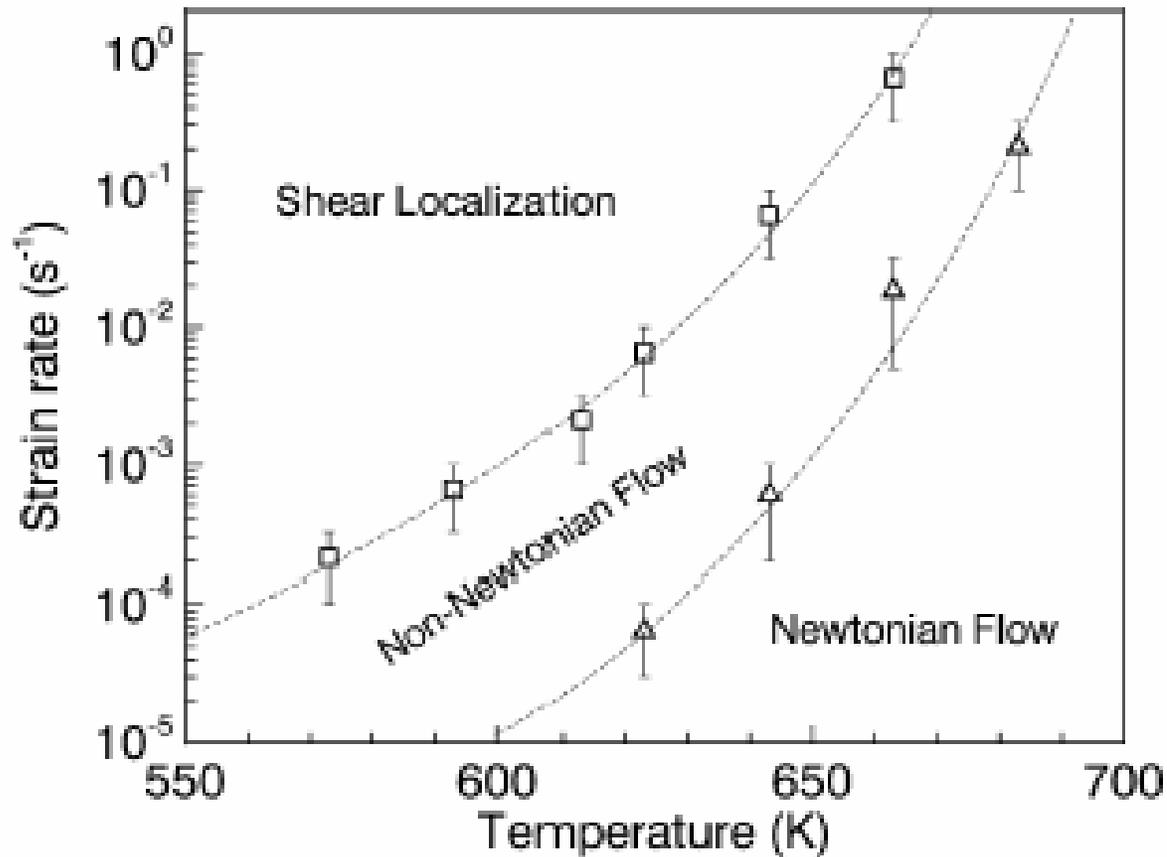
# Déformation homogène



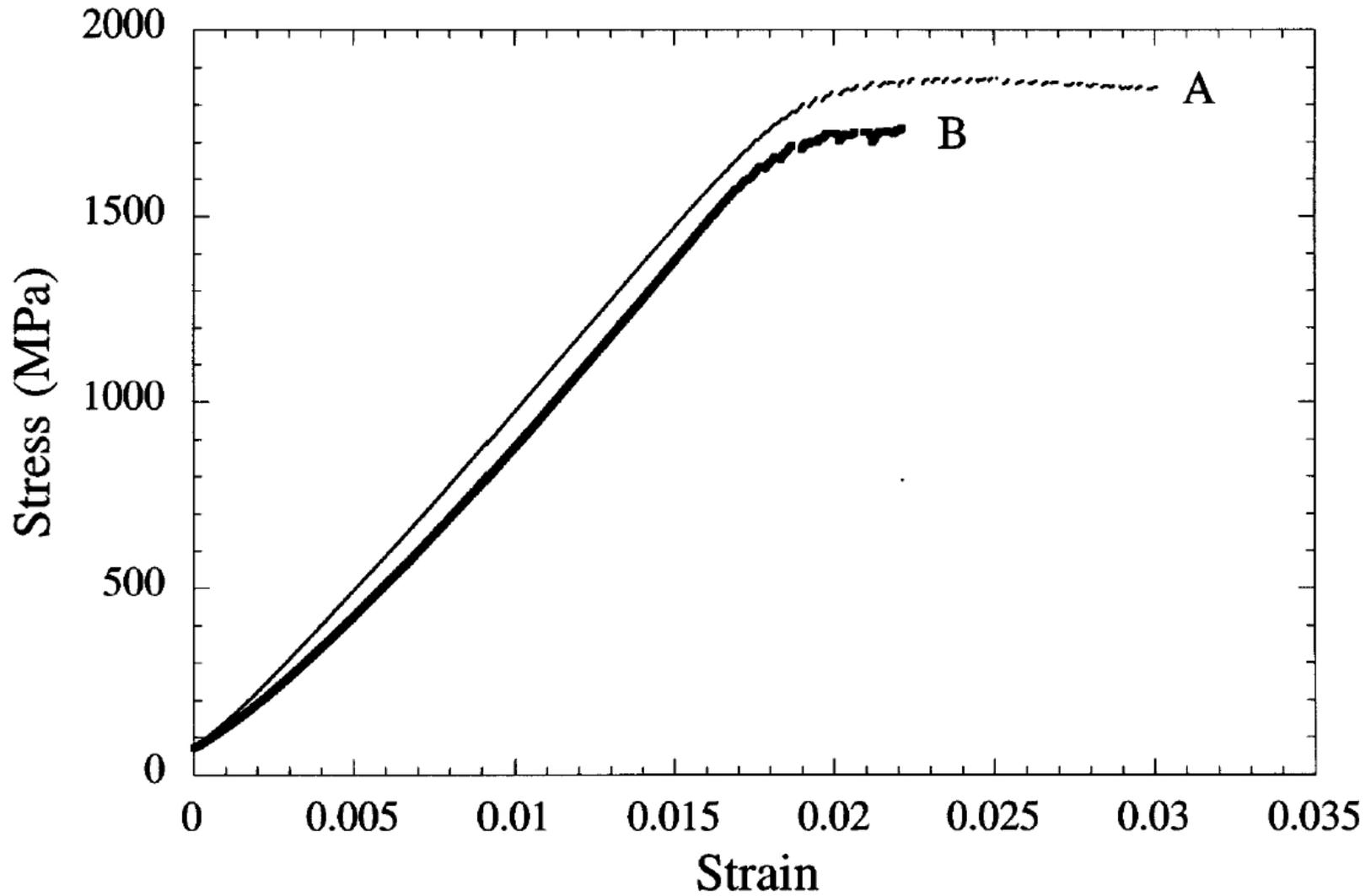
# Bandes de cisaillement



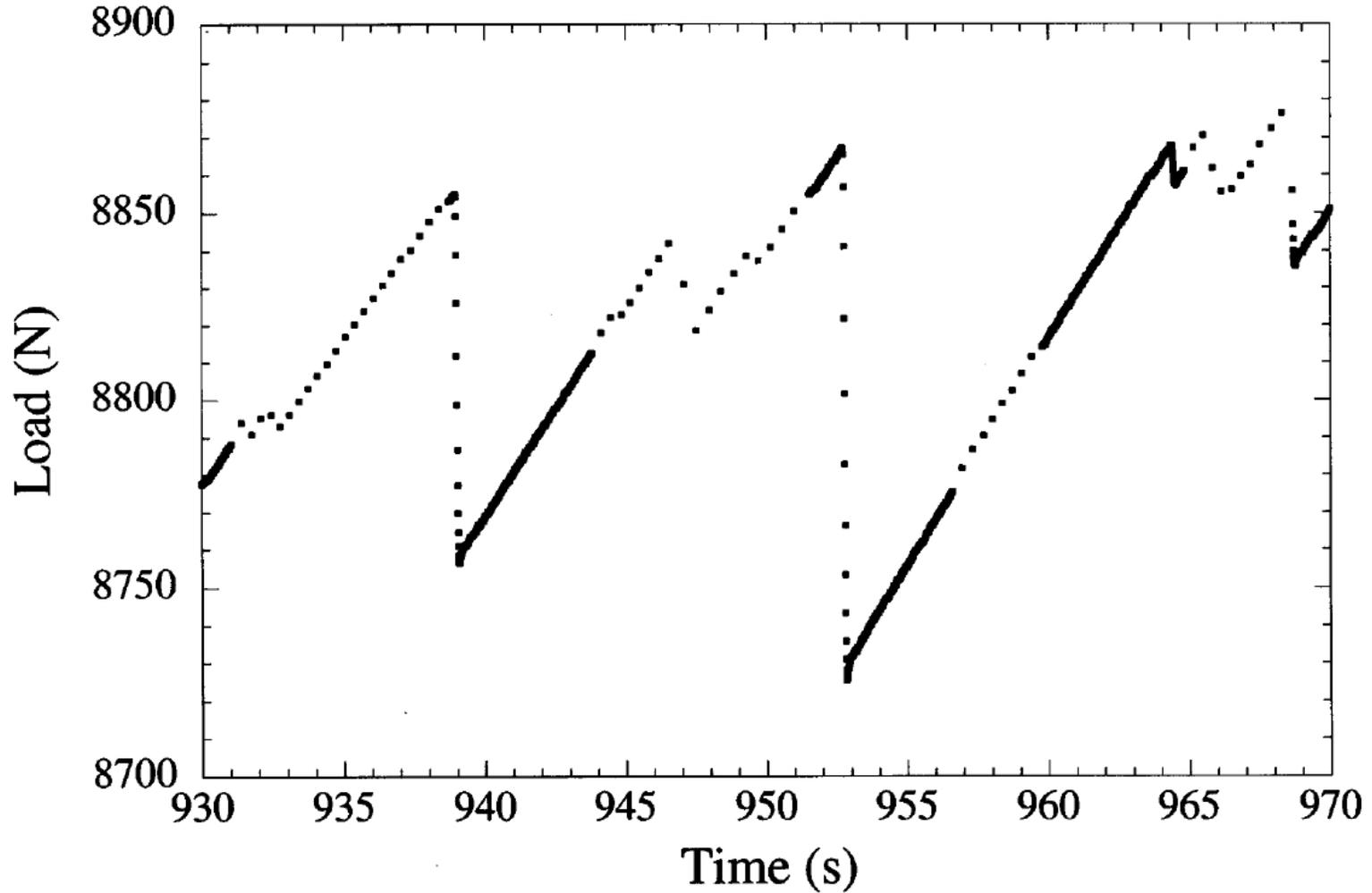
# Bandes de cisaillement



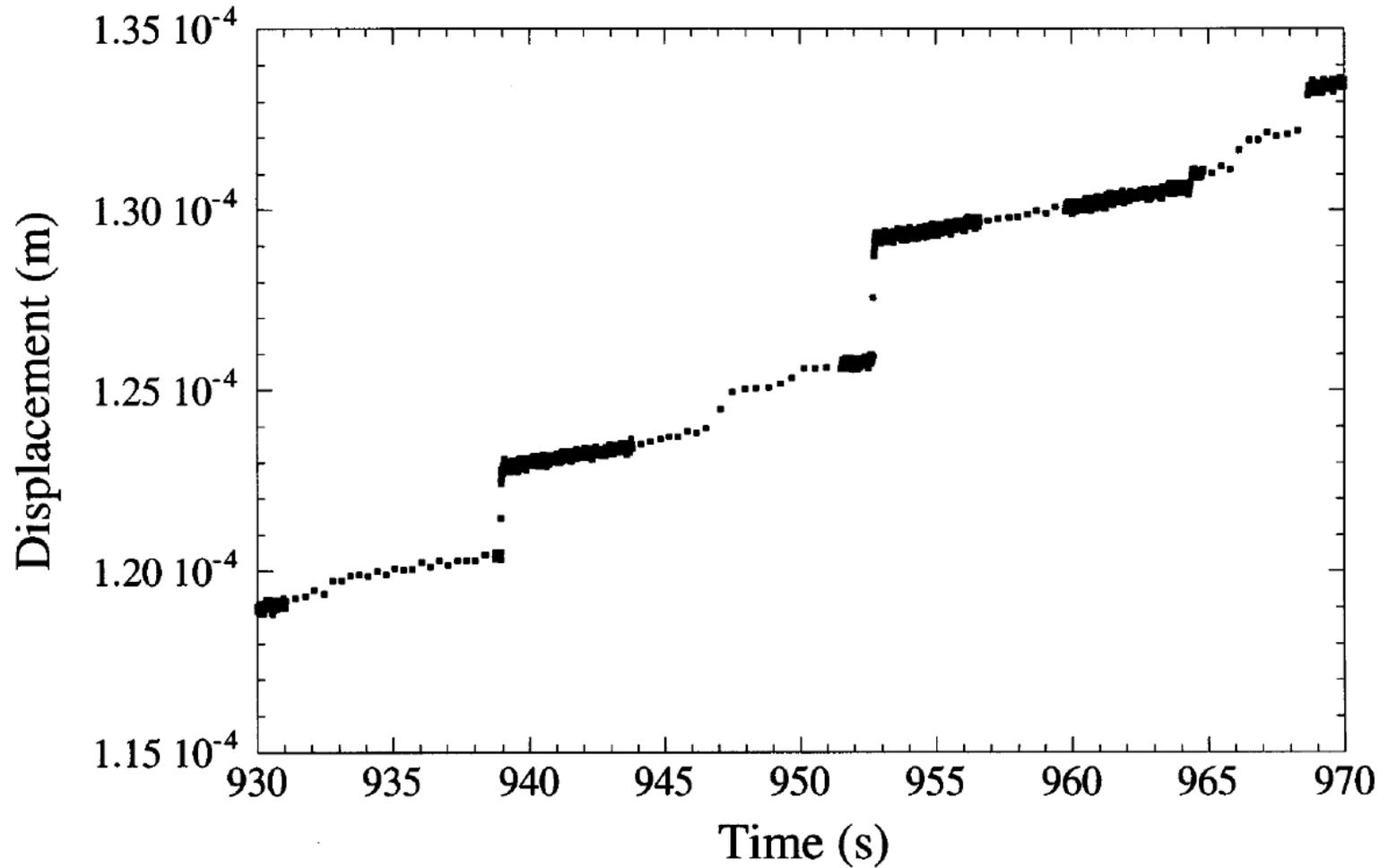
# Intermittence



# Intermittence



# Intermittence



# Fracture

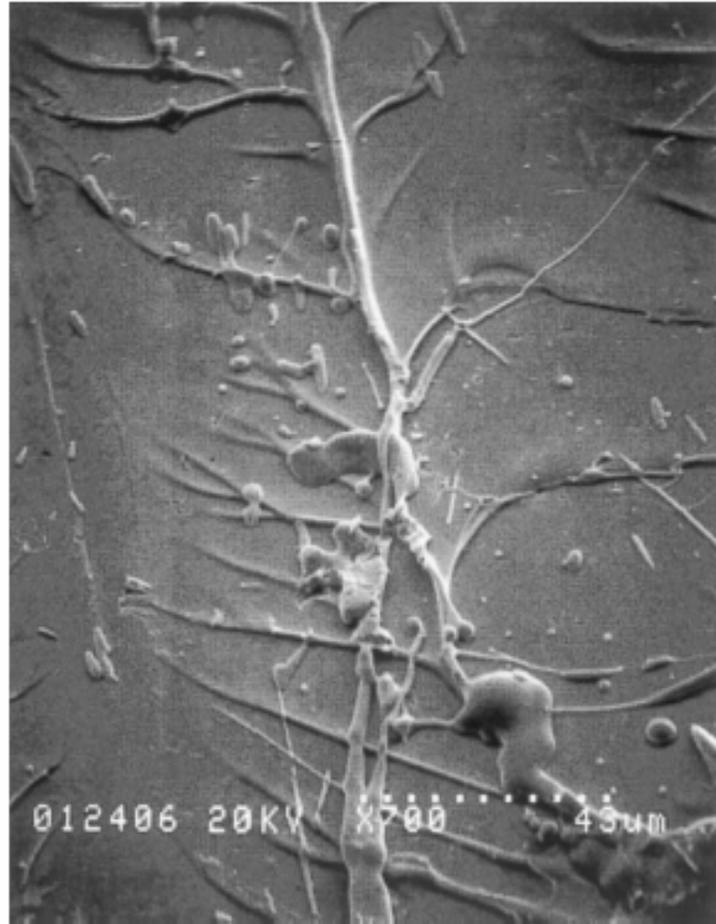


Fig. 5. Scanning electron micrograph of the fracture surface of a Pd<sub>40</sub>Ni<sub>40</sub>P<sub>20</sub> sample failed in uniaxial compression.