

Matériaux: de la chimie aux propriétés - Faculté STI

Génie électrique et électronique
Microtechnique

MSE-101(b)

Fatigue,

Propriétés thermiques et Diffusion

Roland Logé

Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne

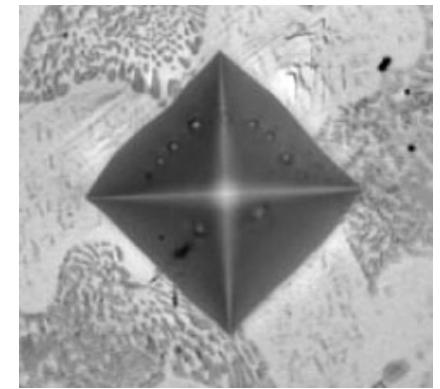
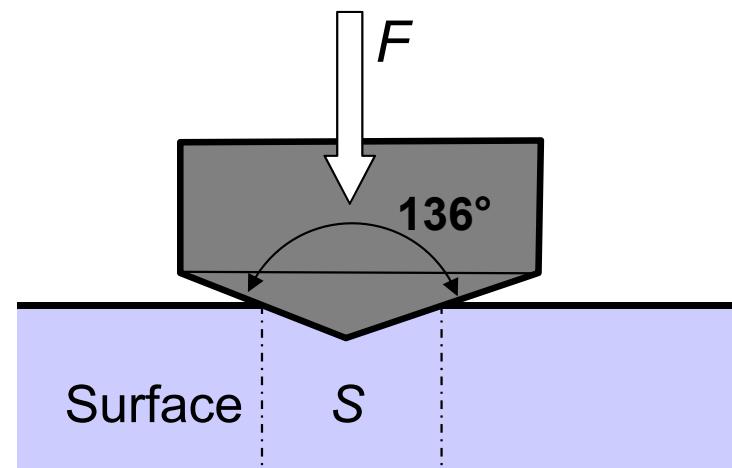
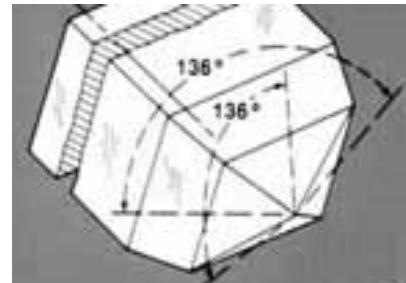
EPFL

Rappels

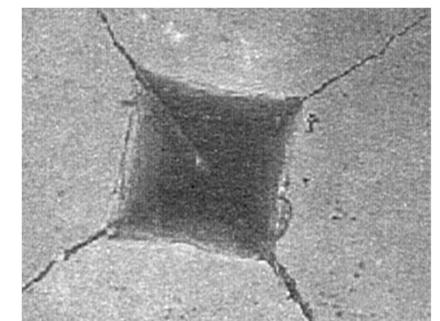
La mesure de σ_{el} (ou σ_m ou σ_Y) par un test en traction ou en compression n'est pas toujours aisée, surtout pour les céramiques. Afin de comparer différents matériaux, on peut avoir recours à **un test de dureté**.

Principe: Une pointe en diamant (très dure) est appliquée avec une force (via une masse) sur la surface du matériau. Après retrait, on mesure l'empreinte laissée.

Vickers



Ni - Cr - Mo - Ti



Matériau fragile

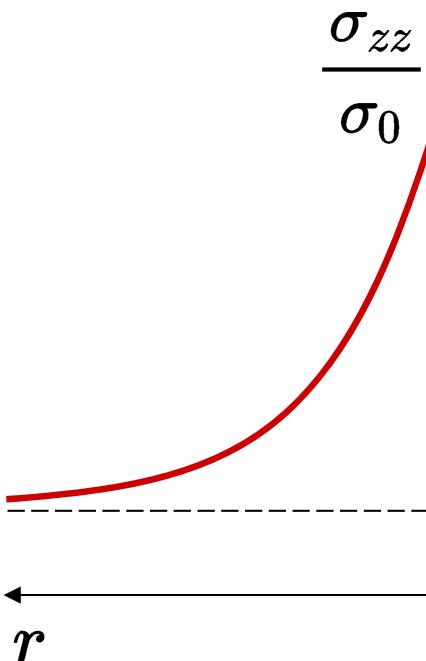
La dureté Vickers est donnée par le rapport de la masse, ou la force en unité de kgf, divisée par la surface de l'empreinte de contact (en mm^2):

$$H_V = 0.189 \times \frac{F}{d^2} [\text{N/mm}^2] \approx \frac{\sigma_Y}{3}$$

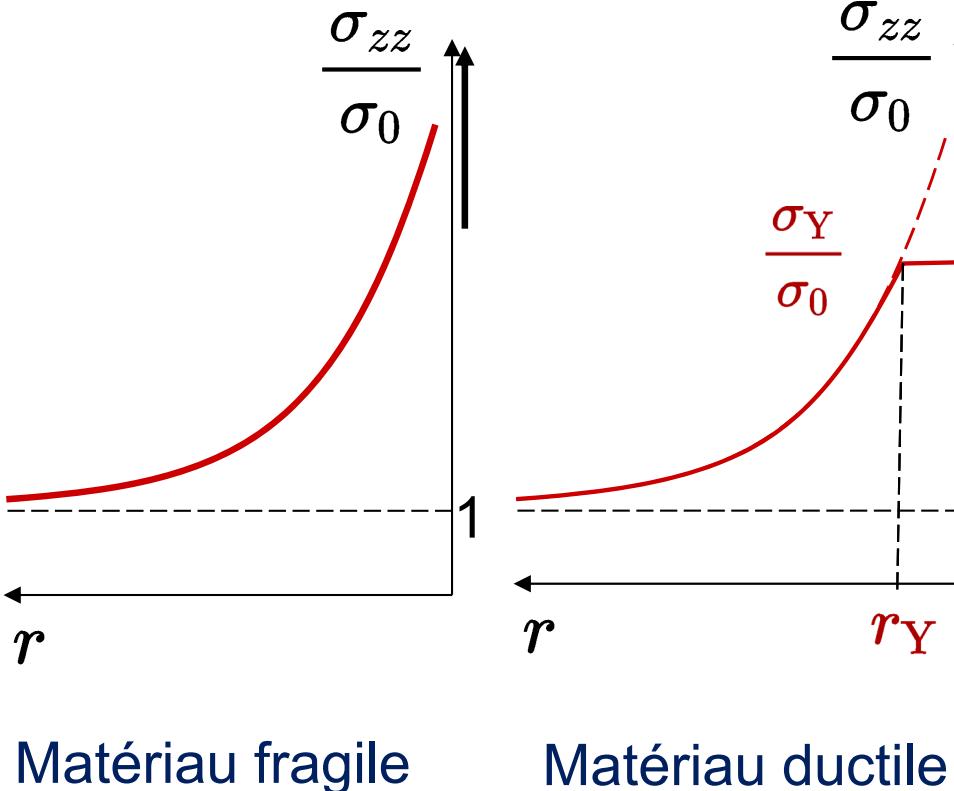
Rappels

En avant d'une fissure, il y a une augmentation de la contrainte effective: **facteur d'intensité de contrainte**.

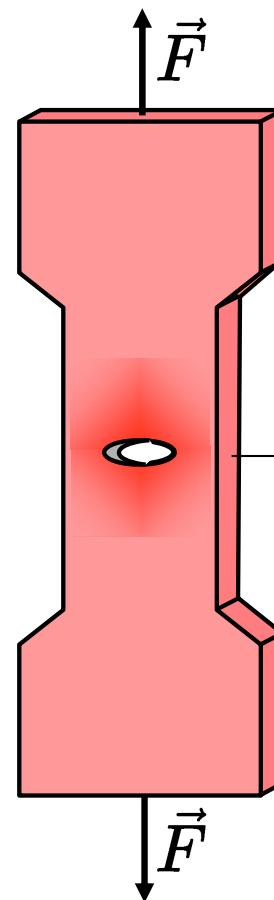
$$K_1 = \sigma_0 \sqrt{\pi l} \quad [\text{Pa m}^{1/2}]$$



Matériau fragile



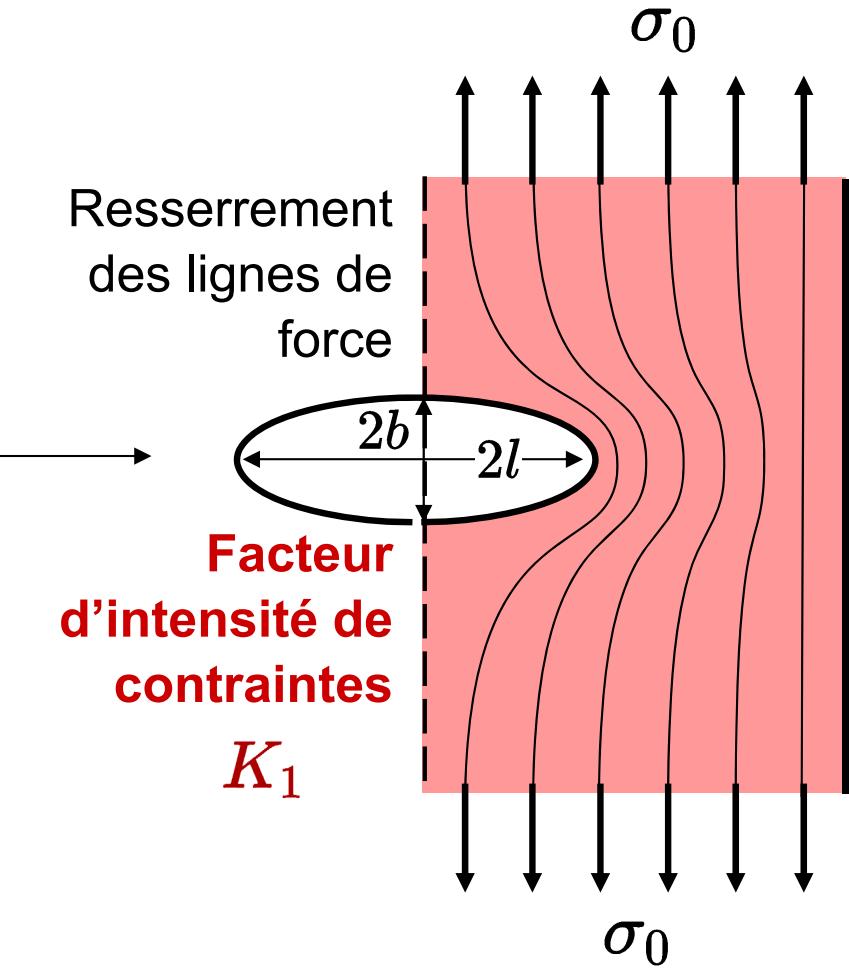
Matériau ductile



Resserrement
des lignes de
force

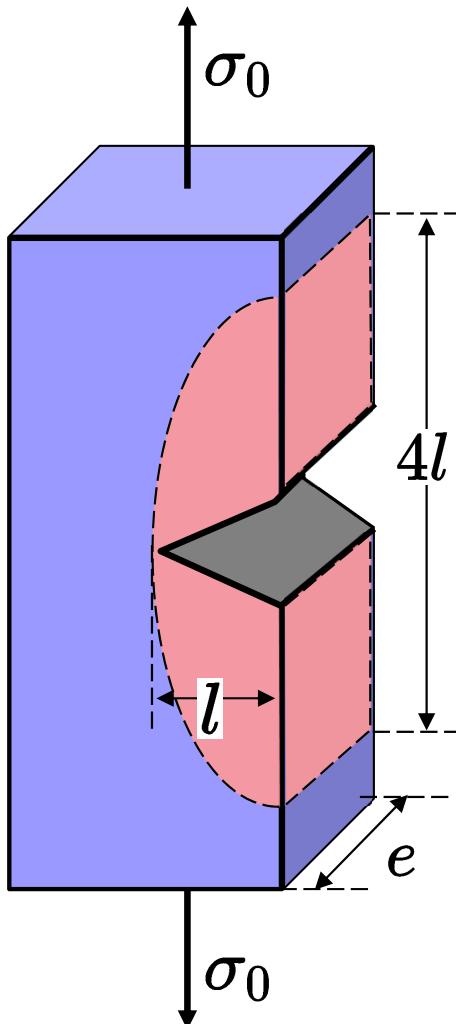
**Facteur
d'intensité de
contraintes**

$$K_1$$



Rappels

Le bilan d'énergie total pour créer la fissure, fissure qui relâche aussi les contraintes dans un volume voisin (ici en rose), est donc pour un matériau idéalement élastique/fragile :



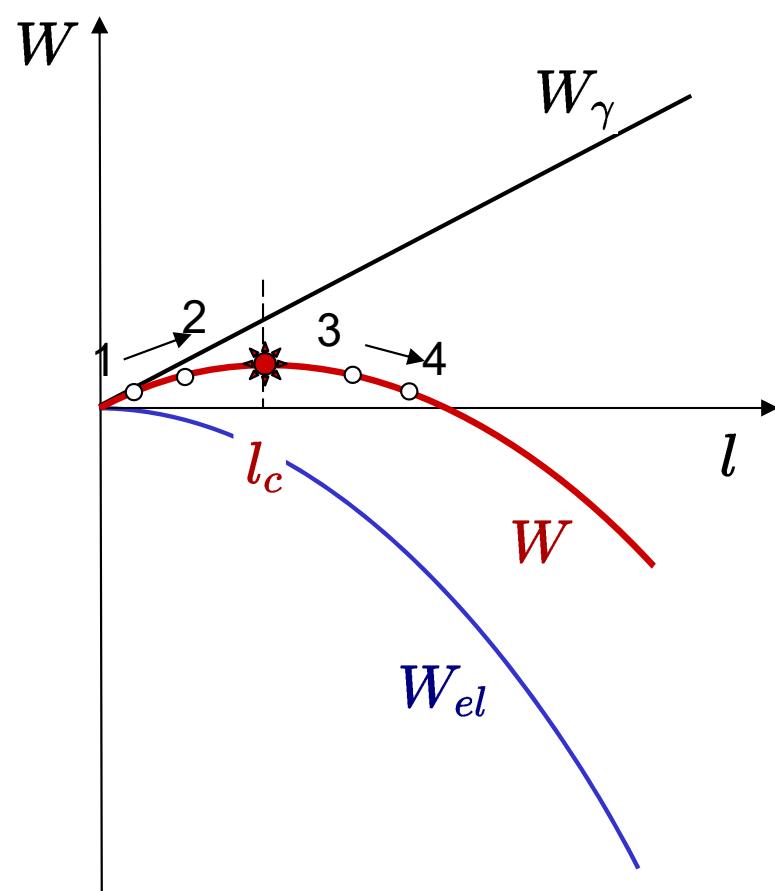
- Une énergie à fournir pour **créer 2 surfaces**:
$$W_\gamma = 2\gamma le$$
- Une énergie gagnée grâce au **relâchement des contraintes** dans le volume (marqué en rose):
$$W_{el} = -\frac{\sigma_0^2}{2E} \times \pi el^2$$
- Donc, un bilan d'énergie final:

$$W(l) = 2\gamma le - \frac{\sigma_0^2}{2E} \times \pi el^2$$

Rappels

Pour savoir si la fissure va avancer, on compare la différence d'énergie associée à une avance incrémentale δl de celle-ci.

$$\delta W = W(l + \delta l) - W(l) = -\frac{\sigma_0^2}{2E} \pi e [(l + \delta l)^2 - l^2] + 2\gamma e \delta l \cong \left[-\frac{\sigma_0^2}{E} \pi l + 2\gamma \right] e \delta l$$



La **longueur critique de fissure** vaut donc:

$$l_c = \frac{2\gamma E}{\pi \sigma_0^2} \quad \text{ou} \quad \boxed{\sigma_0 \sqrt{\pi l_c} = \sqrt{2\gamma E}}$$

Le terme de droite, propriété d'un matériau idéalement élastique (fragile) est **sa ténacité** :

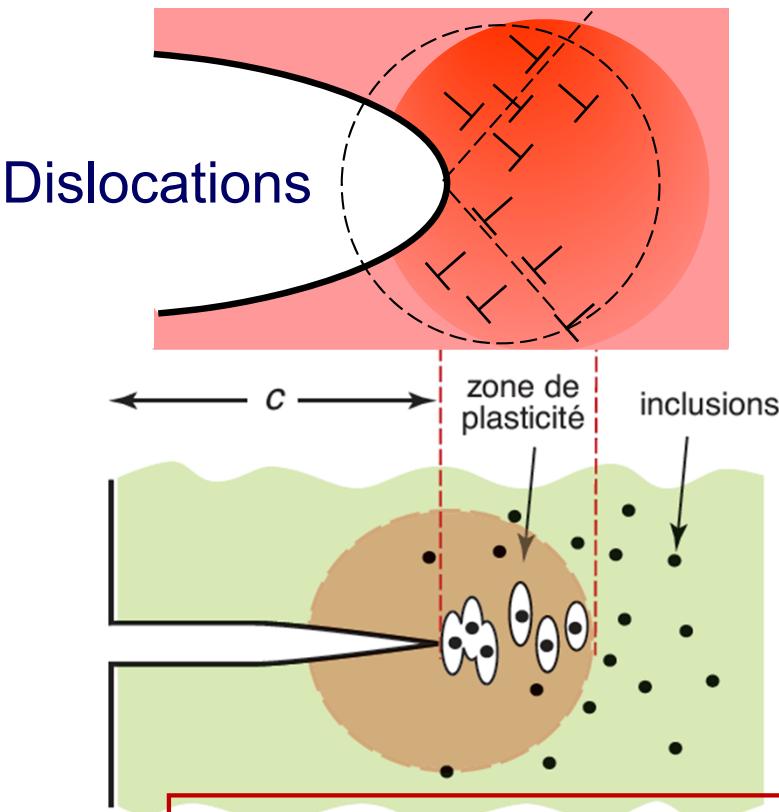
$$\boxed{K_{1c} = \sqrt{2\gamma E} \quad \text{MPa}\sqrt{\text{m}}}$$

alors que $K_1 = \sigma_0 \sqrt{\pi l}$, le facteur d'intensité de contrainte se réfère aux conditions.

Rappels

Pour un matériau ductile, la ténacité K_{1c} doit prendre en compte l'énergie de déformation plastique en avant de la fissure

Métaux



$$K_{1c} = \sqrt{G_c E}$$

avec

$$G_c = 2\gamma + G_c^{pl} \gg 2\gamma$$

Energie de surface

Energie de déformation plastique

$$\text{Si } K_1 = \sigma_0 \sqrt{\pi l} = K_{1c} \text{ rupture du matériau}$$

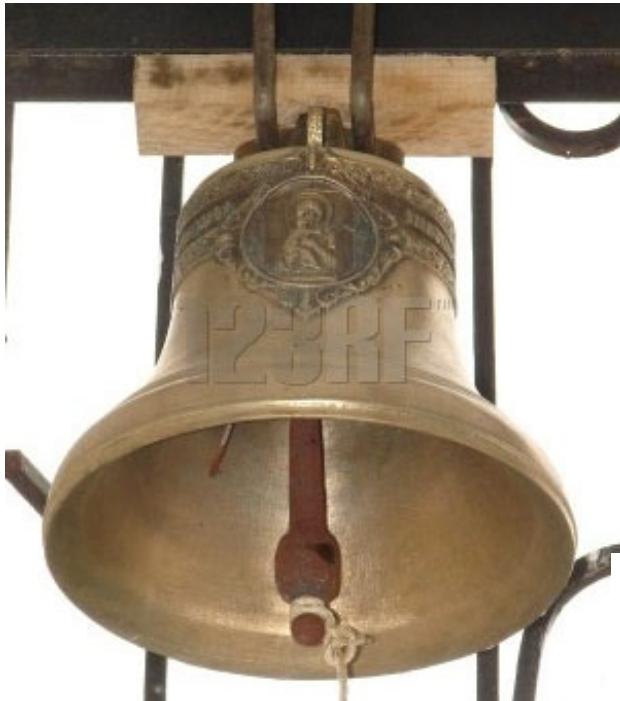
Sachant que la contrainte maximum à laquelle sera soumise en service une pièce vaut σ_0 , il est impératif pour un ingénieur de vérifier que la pièce ne contienne pas de fissure plus grande que l_c , soit que $K_1 < K_{1c}$

Table des matières

- Introduction
- Fatigue (et usure)
- Propriétés thermiques
- Diffusion thermique
- Diffusion atomique ou chimique

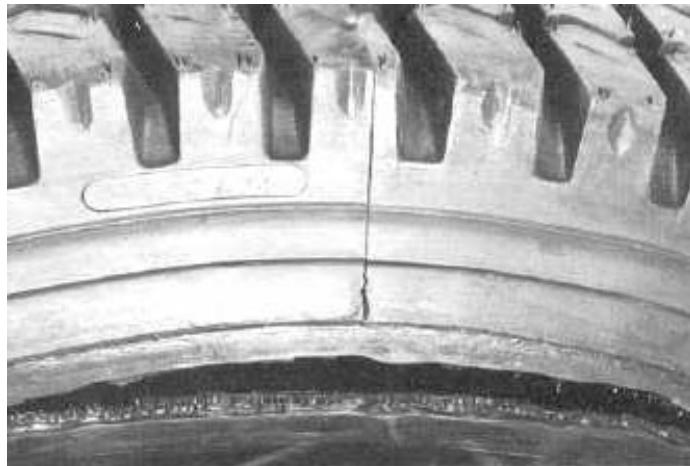
Introduction

Même dans un régime élastique, il y a dissipation d'énergie ou **amortissement** (damping). Ceci s'observe notamment pour des vibrations acoustiques. Lorsque les sollicitations mécaniques sont répétées, cela peut amener à la rupture du matériau par **fatigue**.



Rupture par fatigue d'un boulon tenant un sprinkler.

<http://metallurgist.com/html/ClampBoltFailure.htm>

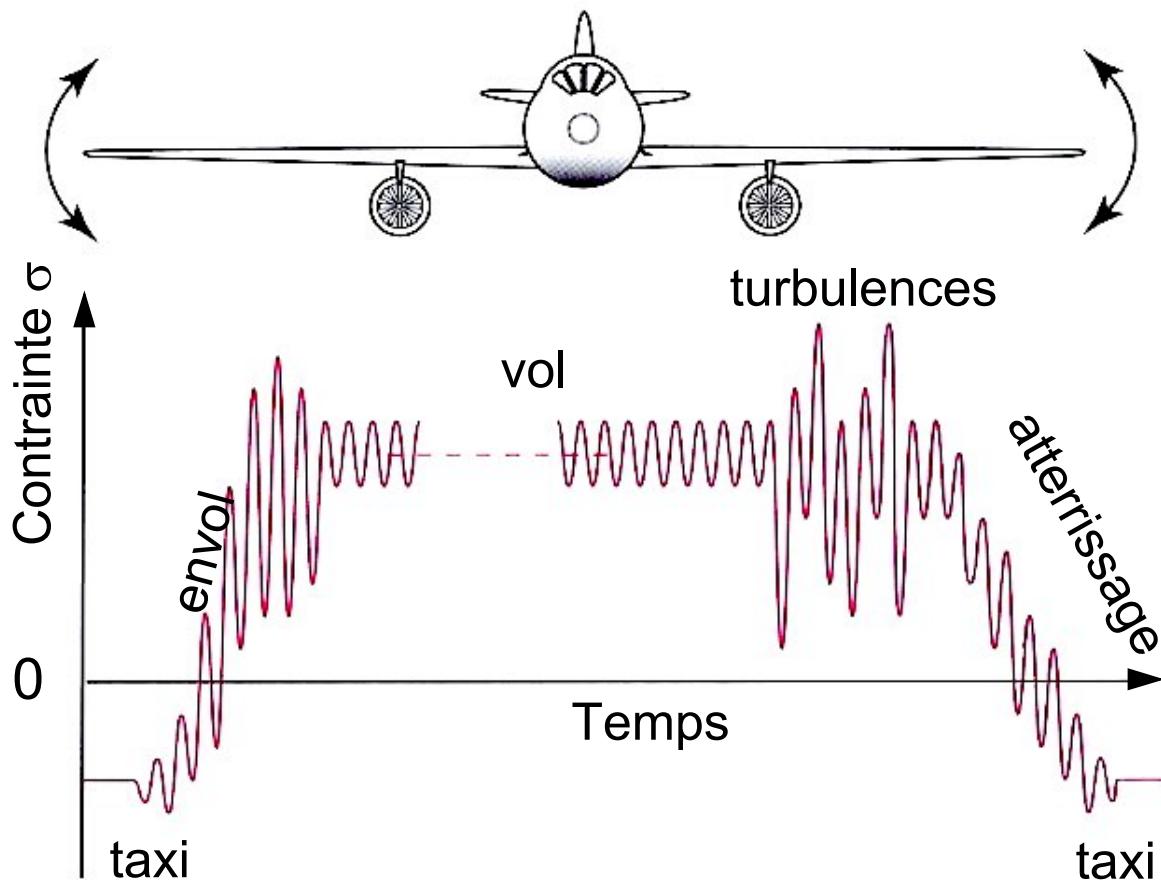


Rupture circonférentielle d'un pneu sous-gonflé par fatigue de la carcasse radiale.

[http://www\(tpub.com/content/constructionmisc/TM-9-2610-200-14/css/TM-9-2610-200-14_152.htm](http://www(tpub.com/content/constructionmisc/TM-9-2610-200-14/css/TM-9-2610-200-14_152.htm)

Fatigue

La **résistance en fatigue** d'un matériau se définit comme sa réponse à des variations répétées (périodiques) de la contrainte appliquée.

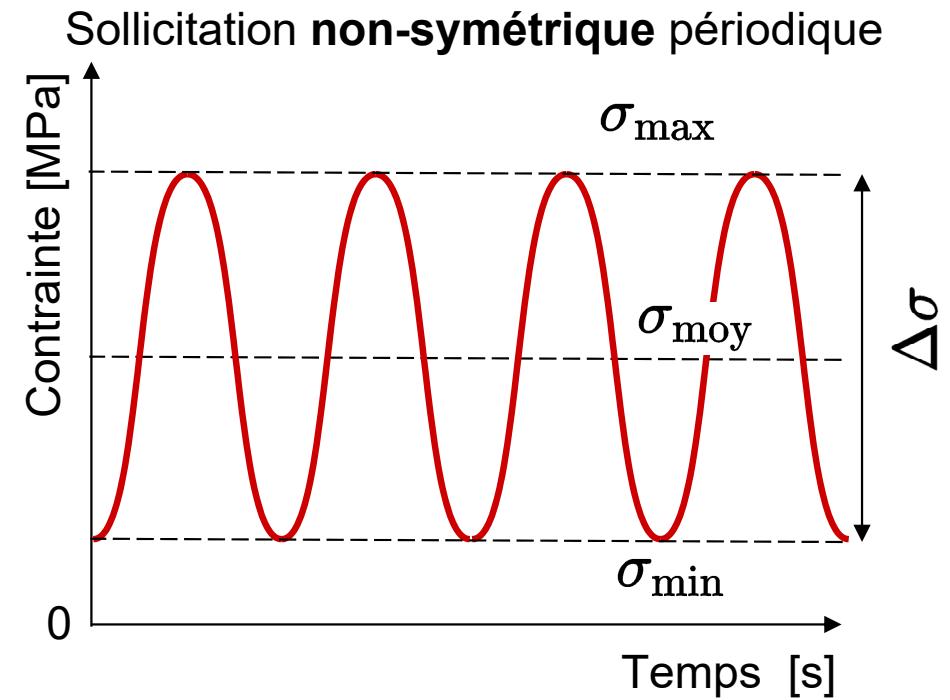
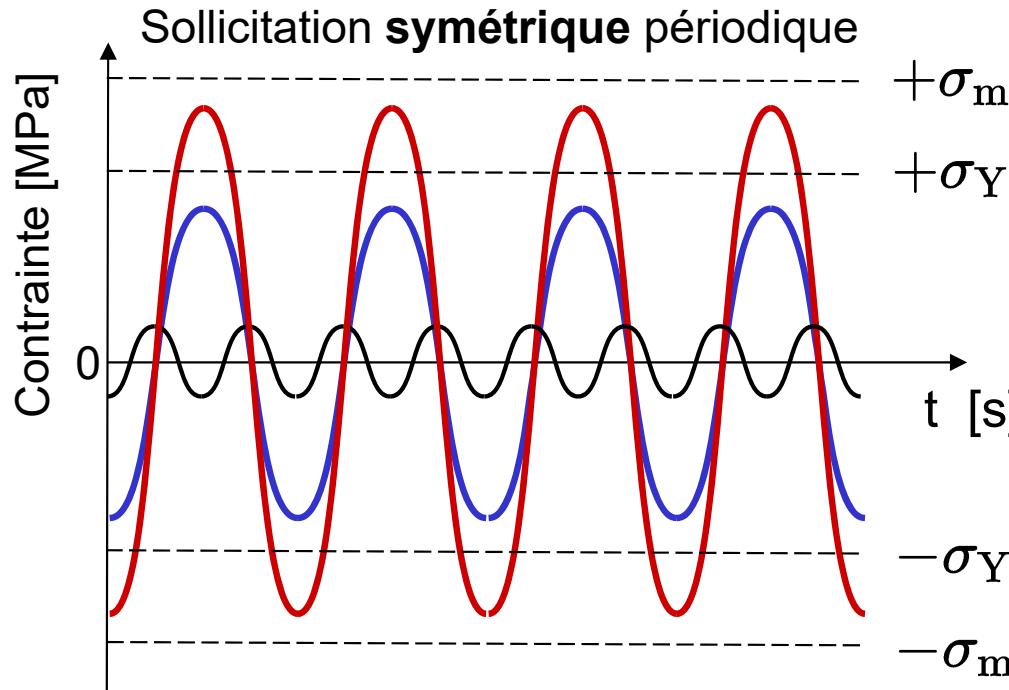


Bras de suspension de l'Alfa 156

Contrainte ressentie au cours du temps par une aile d'avion. Mais dans quelle partie ?

Fatigue

La **résistance en fatigue** d'un matériau se définit comme sa réponse à des variations répétées (périodiques) de la contrainte appliquée.



Vibrations (faible $\Delta\sigma$, haute fréquence)

Fatigue à grand nombre de cycles ("high-cycle")
 $\sigma_{\max} < \sigma_Y$

Fatigue à faible nombre de cycles ("low-cycle")
 $\sigma_{\max} > \sigma_Y$

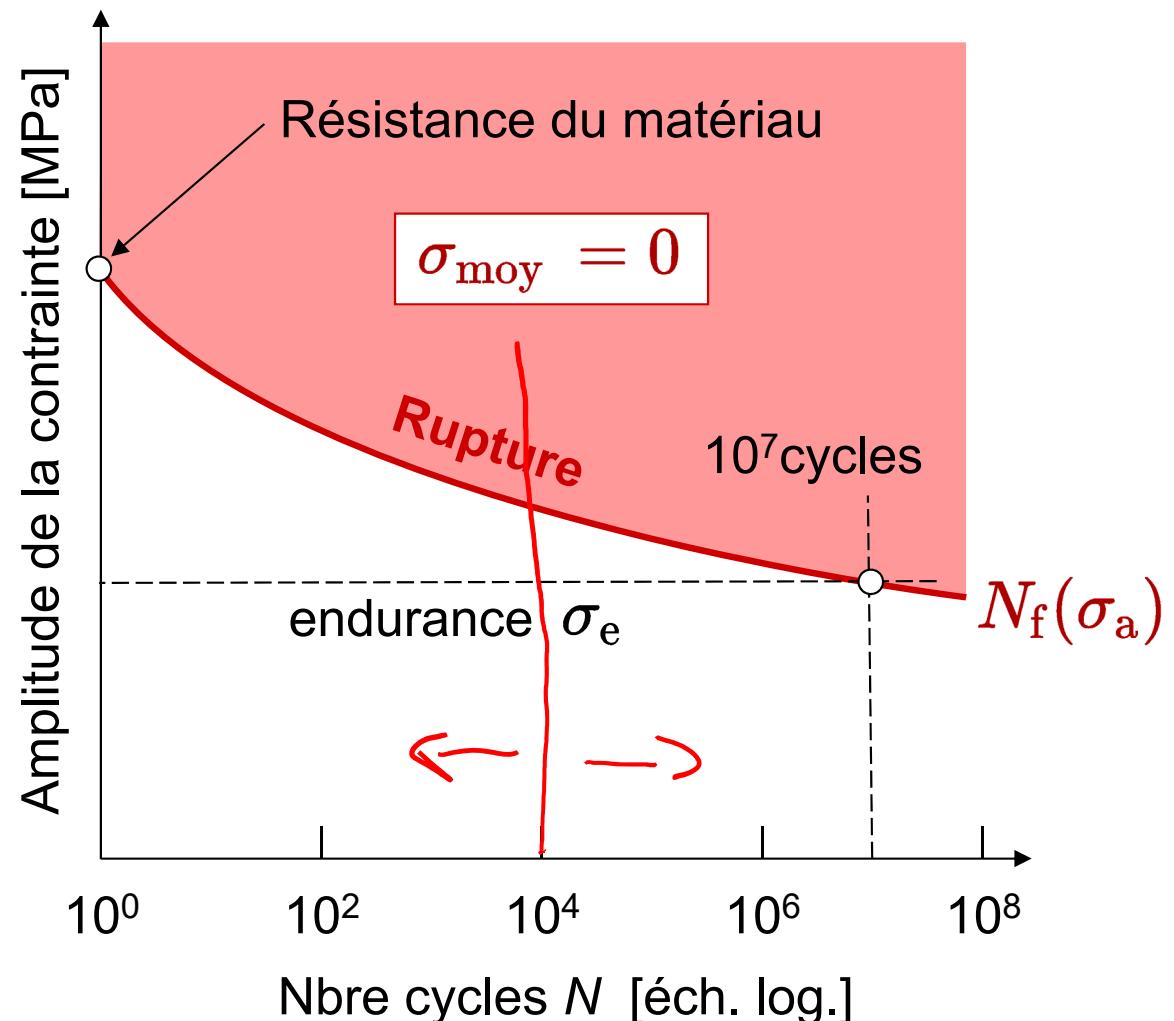
$$\sigma_a = \frac{\Delta\sigma}{2} = \frac{\sigma_{\max} - \sigma_{\min}}{2}$$

$$\sigma_{moy} = \frac{\sigma_{\max} + \sigma_{\min}}{2}$$

Fatigue

Cette résistance à la fatigue dépend de la contrainte moyenne, σ_{moy} , de l'amplitude σ_a et du nombre de cycles. On obtient une **courbe de Wöhler**.

- Lorsque la contrainte pic **dépasse** σ_Y , il y a **endommagement rapide** et le matériau supporte peu de cycles ("low-cycle" fatigue, ou fatigue oligocyclique).
- Lorsque la contrainte pic est **inférieure** à σ_Y , le matériau peut supporter un grand nombre de cycles ("high-cycle" fatigue).

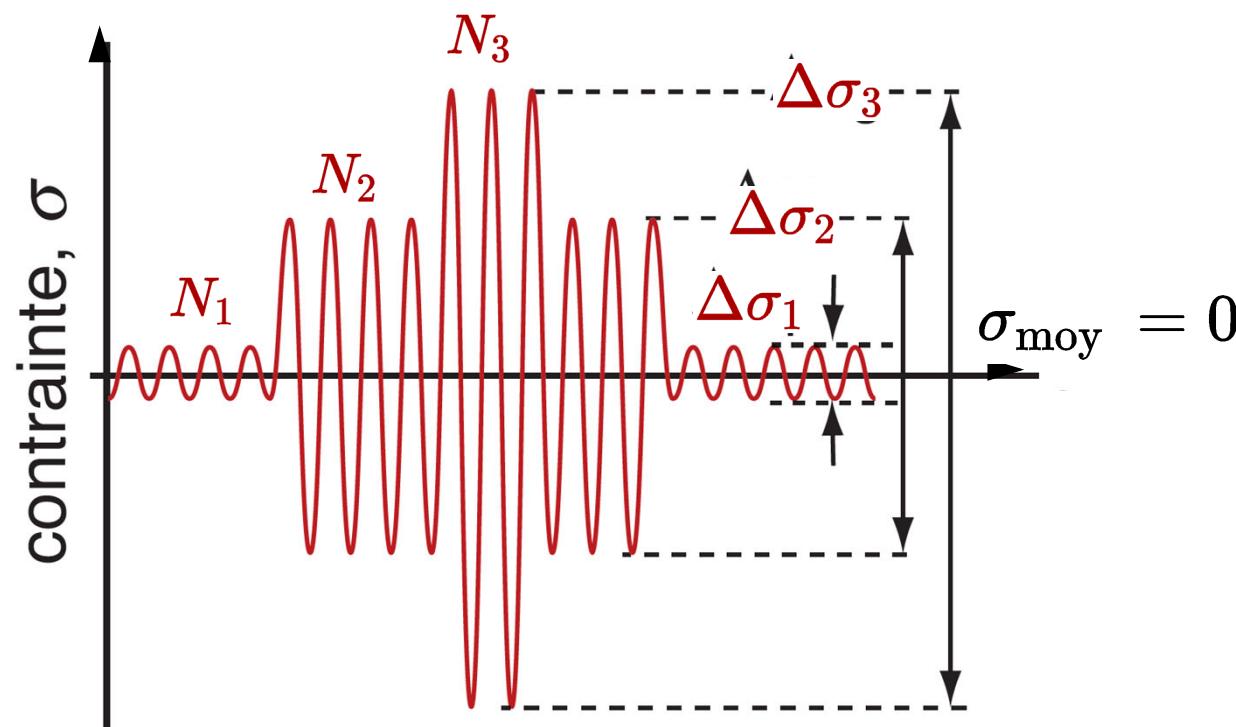


Endurance: amplitude de la contrainte pour une rupture à 10^7 cycles

Fatigue

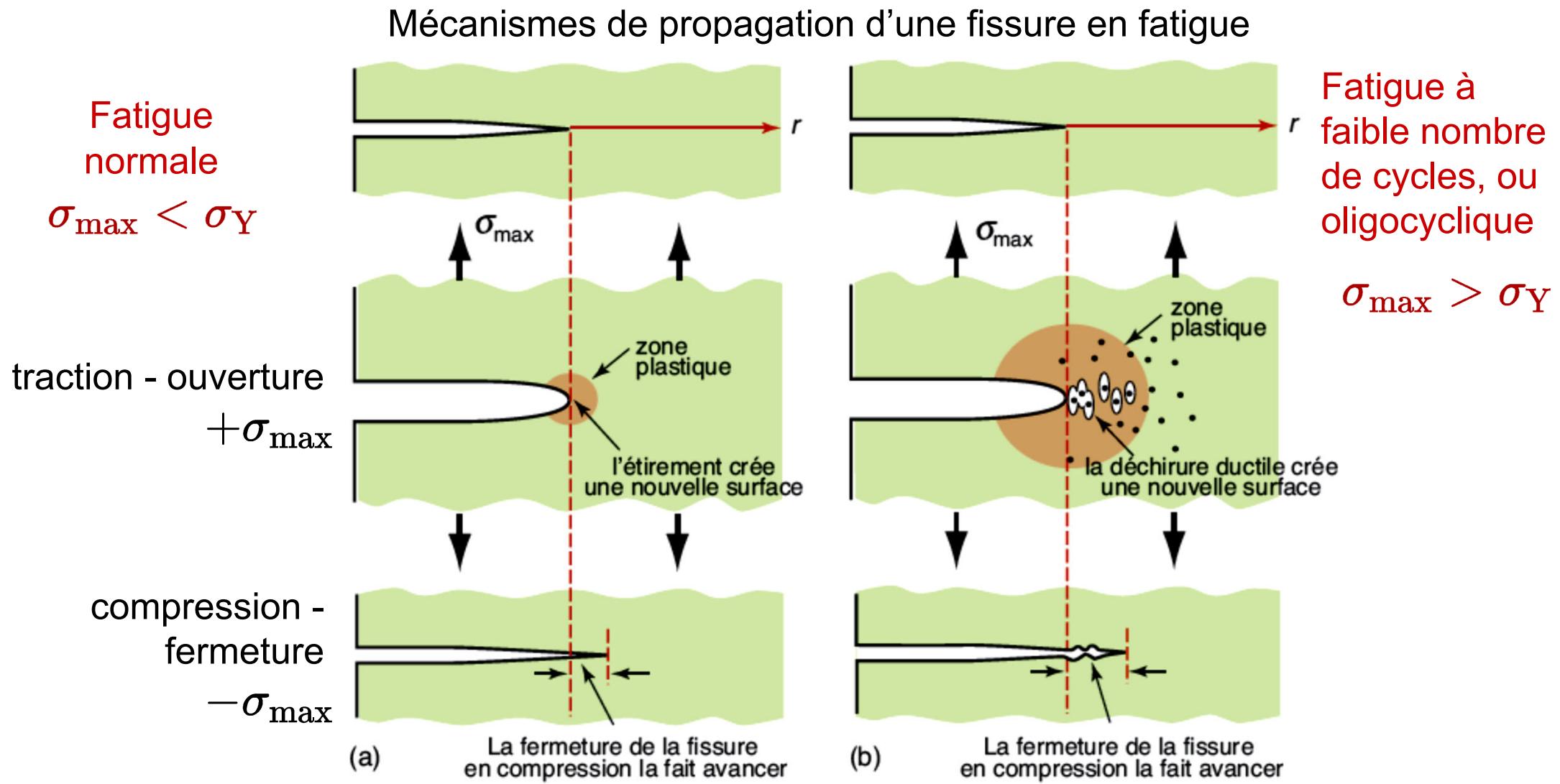
Pendant leur utilisation, les matériaux sont soumis à des cycles de fatigue d'amplitude ou de fréquence différentes. Leurs contributions s'additionnent selon la **Règle de Miner**:

$$\sum \frac{N_i}{N_f(\sigma_{ai})} = 1$$



Fatigue

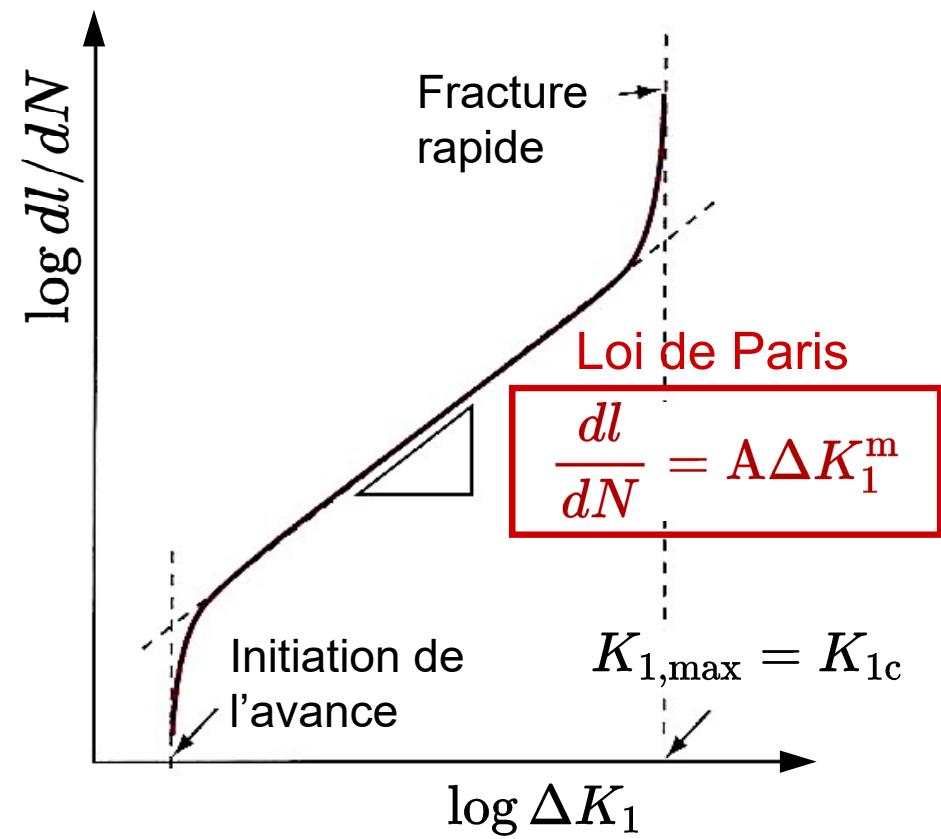
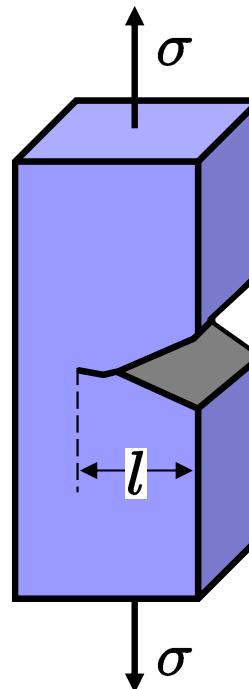
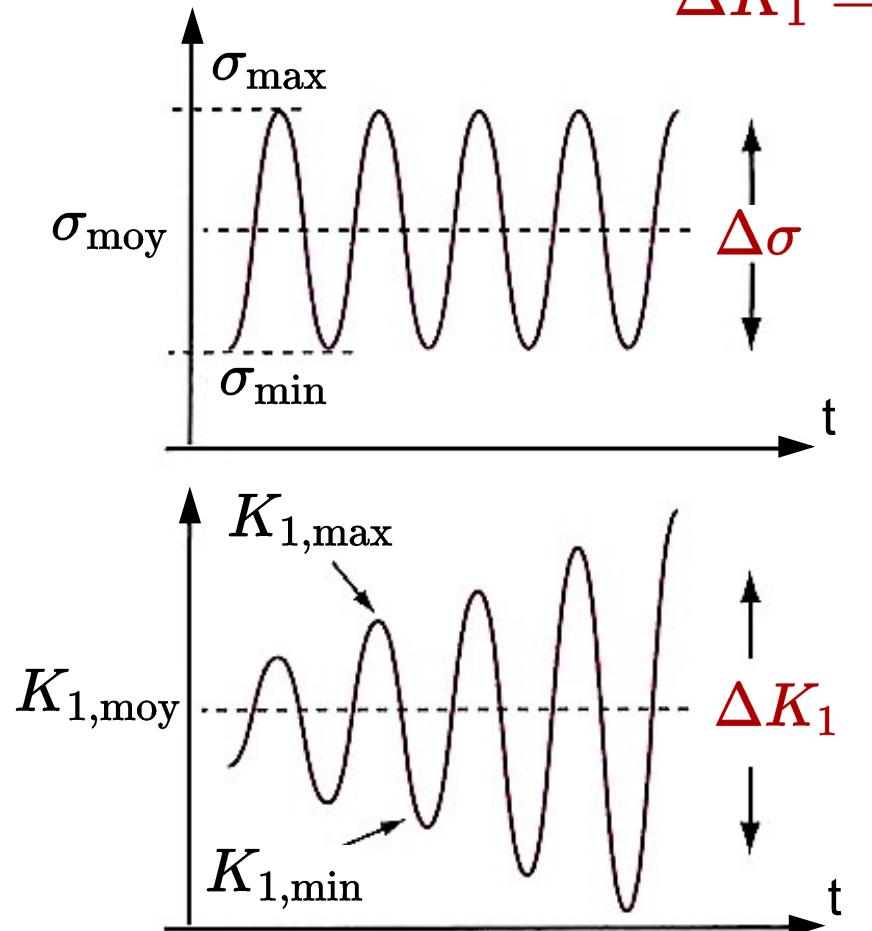
Le cycle de contrainte peut faire avancer des micro-fissures et les faire grandir petit à petit: le matériau se fatigue.



Fatigue

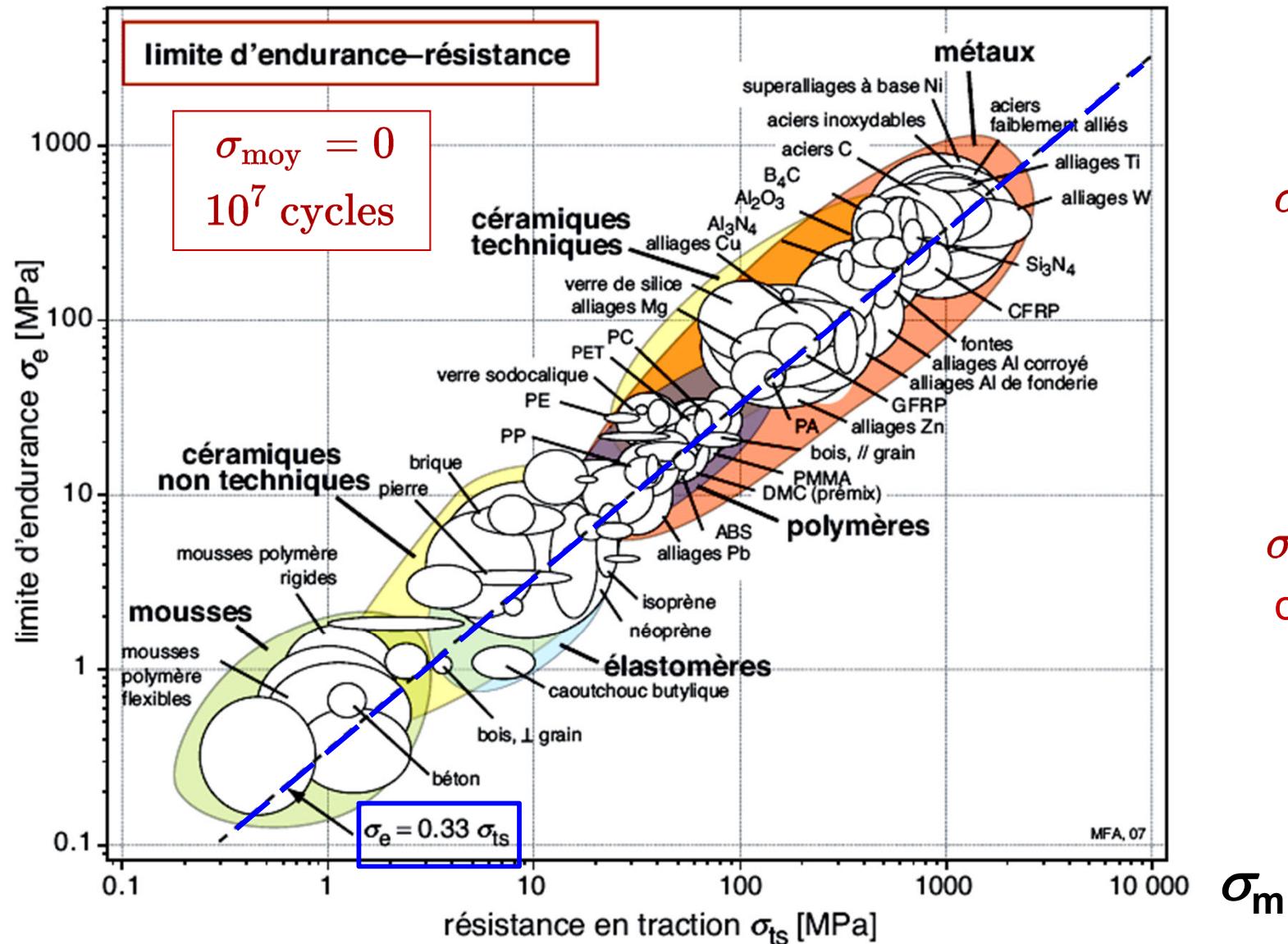
Que se passe-t-il si l'échantillon contient déjà des fissures, par exemple une pièce soudée ? Avec $\Delta\sigma$ appliqué constant, **le facteur d'intensité de contraintes ΔK_1 , augmente** avec l'avance l de la fissure. Jusqu'à ce que K_1 approche K_{1c} , moment où l'échantillon fracture au cycle suivant.

$$\Delta K_1 = K_{1,\max} - K_{1,\min} = \Delta\sigma\sqrt{\pi}l$$



Fatigue

Si l'endurance σ_e est assez bien corrélée avec la résistance en traction σ_m , elle l'est moins avec la limite élastique σ_Y .



$$\sigma_e \approx \frac{1}{3} \sigma_m$$

métaux
polymères

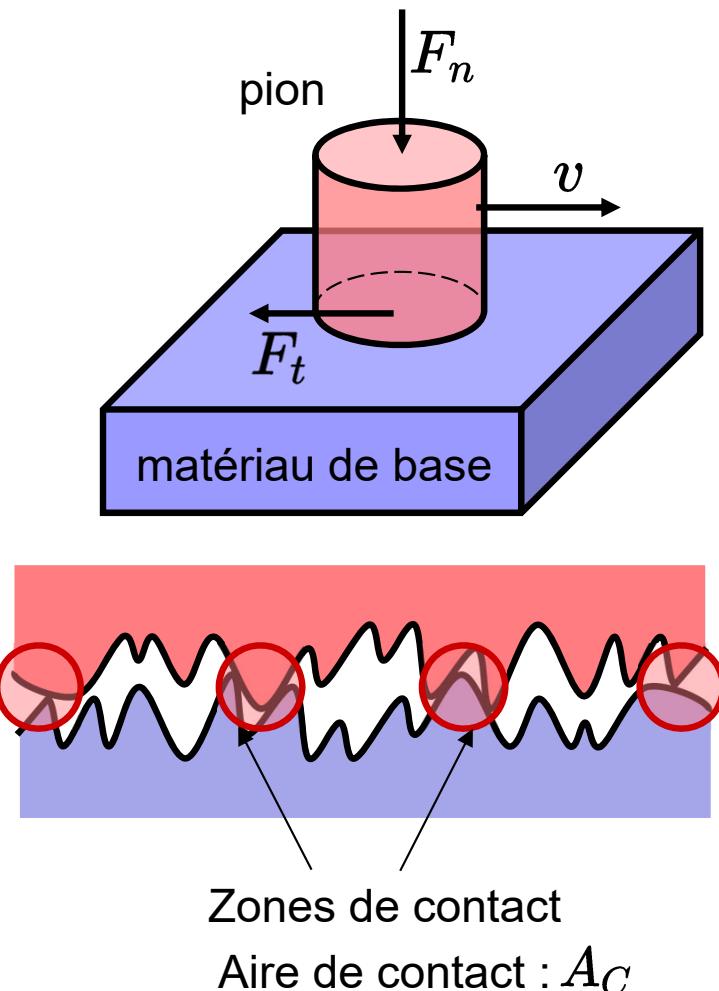
$$\sigma_e \approx 0.9 \sigma_m$$

céramiques
verres

Usure

D'autres types d'endommagement des matériaux influencent fortement leur longévité.

L'usure (mécanique) des matériaux est dû au contact-mouvement entre deux surfaces en contact. C'est le domaine de la **tribologie**.



Pièces de machine agricole
après / avant



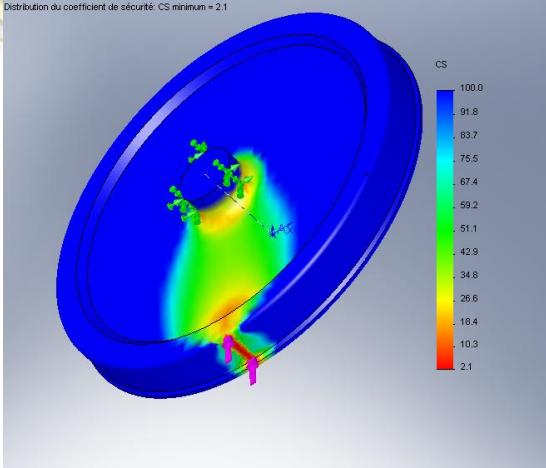
Pneus de voiture
après / avant



Fatigue

De nombreuses pièces sont soumises à de la fatigue, pouvant mener à leur rupture. Parfois indirectement, par chauffage (**fatigue thermique**).

Contraintes dans un contact roue-rail

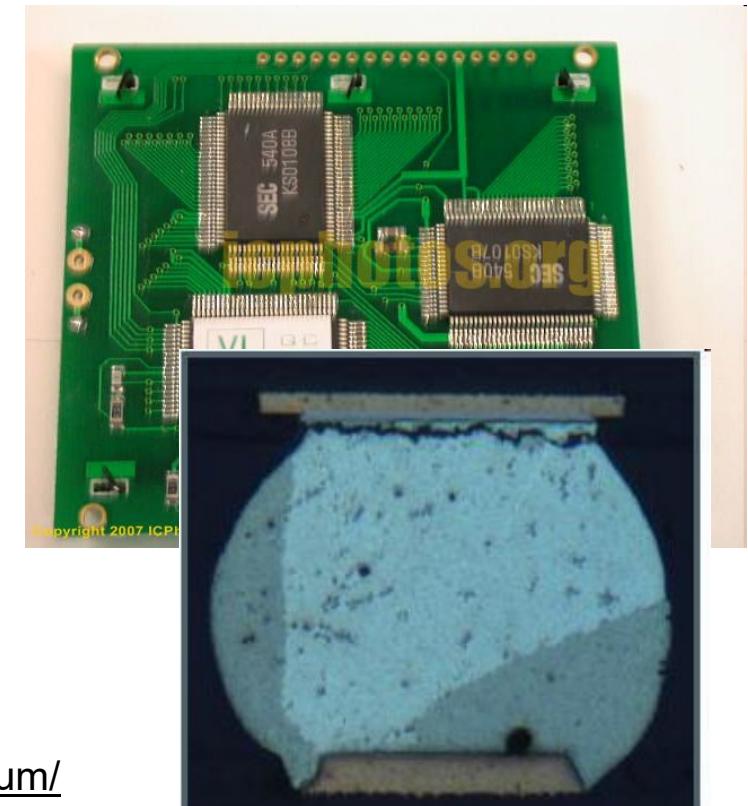


Cycles d'une aube de moteur d'avion



http://www.olympic.org/fr/passion/museum/temporary/photo_fr.asp?IdProv=21&PicId=71

Fissure de fatigue thermique dans une soudure



<http://www.ems007.com/pages/zone.cgi?a=51654&pf=1>

Propriétés thermiques

Presque tous les matériaux sont exposés à des **variations de température**, plus ou moins importantes, voire extrêmes.



Propriétés thermiques

L'effet de la température sur les matériaux peut être une source de problèmes graves et d'accidents.



Explosion de la navette Columbia (1.2.2003) lors de sa rentrée dans l'atmosphère, à cause de son bouclier thermique endommagé au décollage.



Explosion de la navette Challenger au décollage (28.1.1986) due à un O-Ring défectueux et des basses températures.

La température modifie les dimensions, les propriétés mécaniques et physiques des matériaux.

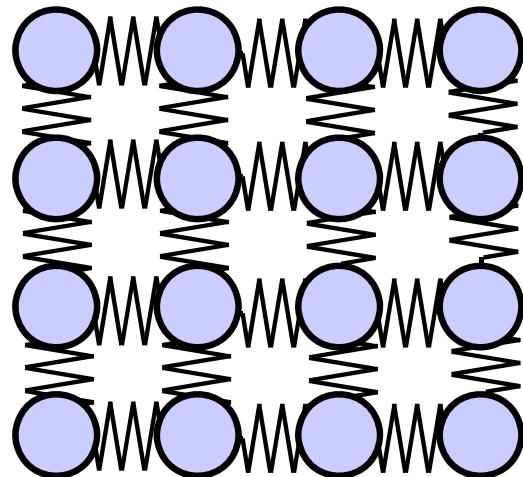
Chaleur spécifique

La **chaleur spécifique** à pression constante, c_p , est la quantité d'énergie ΔH (enthalpie libre, i.e. énergie mesurée à pression constante) qu'il faut apporter à un corps de masse unité pour augmenter sa température de $\Delta T = 1 \text{ K}$.

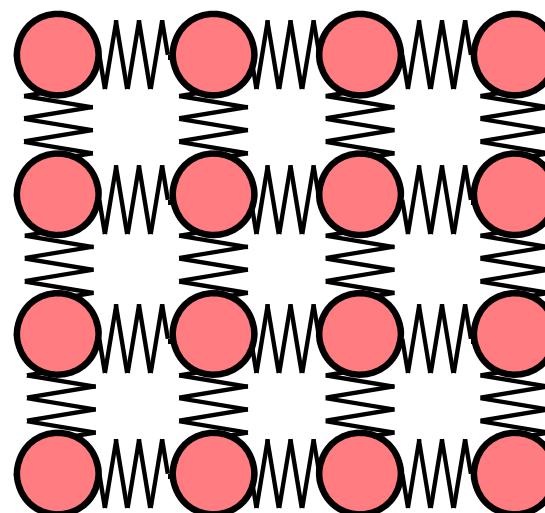
$$c_p = \frac{1}{m} \frac{dH}{dT} \quad [\text{J/kg/K}]$$

$$\longrightarrow \quad C_p = \frac{dh}{dT}; \quad h = \frac{H}{m} [J/kg]$$

A la température du 0 absolu (0 K ou -273.16°C), les atomes ne vibrent pas.



En fournissant de l'énergie au système, la vibration des atomes augmente, et donc la température.



Chaleur spécifique

Pour des atomes isolés monoatomiques dans un gaz idéal, on peut relier l'énergie cinétique vibrationnelle des atomes, moyenne, à la température:

$$\frac{1}{2}m\langle v^2 \rangle = \frac{3}{2}k_B T \quad [J]$$

où k_B est la **constante de Boltzmann** $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1} = \frac{\mathcal{R}}{N_A}$

Constante des gaz parfaits: $\mathcal{R} = N_A \times k_B = 8.314 \text{ J mole}^{-1} \text{ K}^{-1}$

D'où une **chaleur spécifique molaire** (pour les gaz, mesurée à *volume constant*) de l'ordre de :

$$C_V^m = \frac{dU^m}{dT} = \frac{3}{2}N_A k_B = \frac{3}{2}\mathcal{R}$$

Dans un solide ou des molécules polyatomiques, la température est aussi liée à l'énergie cinétique vibrationnelle moyenne, mais avec plus de degrés de libertés (rotation). On a:

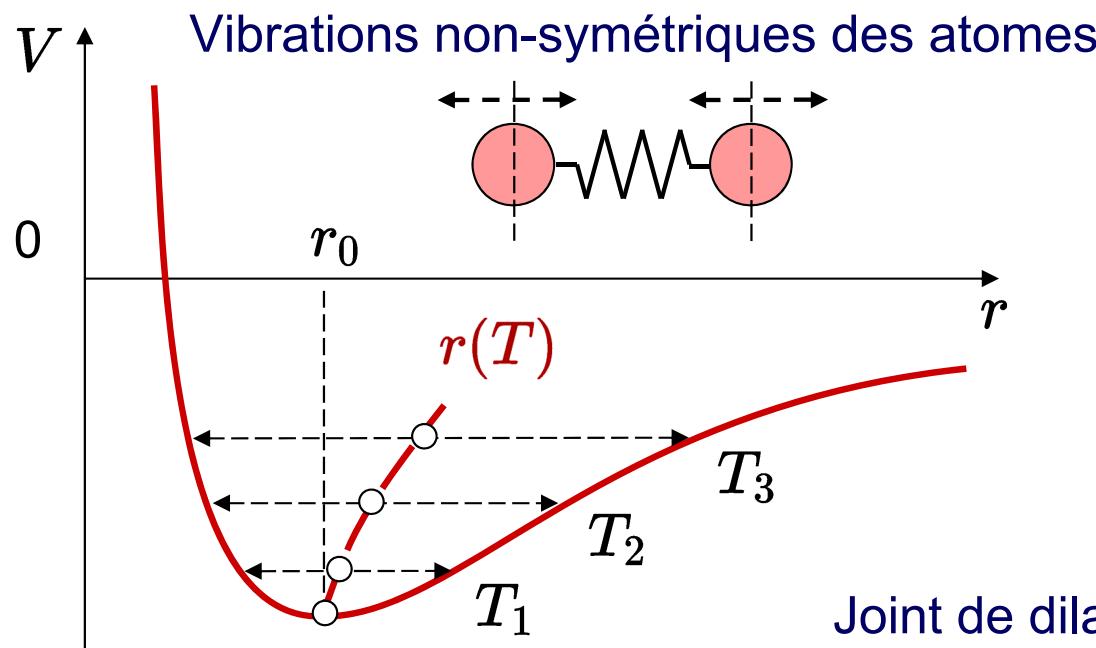
$$c_p^m \approx 3\mathcal{R} \quad [\text{J mole}^{-1} \text{ K}^{-1}] \quad \longrightarrow \quad c_p \approx 3 \frac{\mathcal{R}}{M_m} \quad [\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}]$$

Fatigue thermique: Dilatation

Sous l'effet d'une augmentation de la température, presque tous les matériaux se **dilatent**. Ce phénomène est dû à **l'asymétrie** (anharmonicité) du potentiel d'interaction entre atomes.

Le **coefficient d'expansion thermique linéaire α** est défini comme:

$$\alpha = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \Rightarrow \frac{dL}{L} = d\varepsilon^{th} = \alpha dT$$

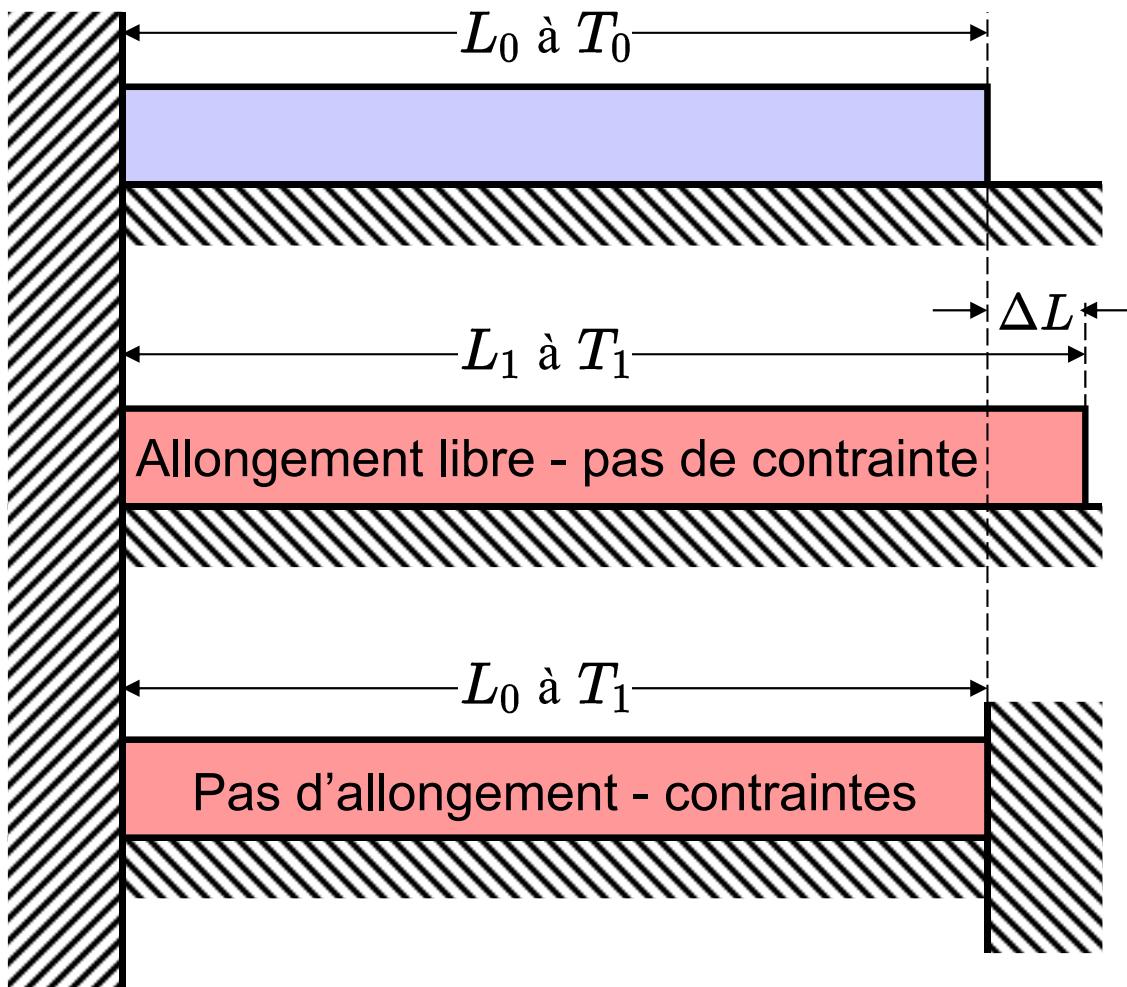


Joint de dilatation thermique d'un pont



Contraintes thermo-mécaniques

L'expansion thermique engendre des **déformations** et des **contraintes thermo-mécaniques** dans les solides. Considérons un cas à une seule dimension.



Une barre libre de s'allonger a une longueur initiale L_0 à T_0 . A $T_1 > T_0$, elle a donc une longueur L_1 :

$$L_1 = L_0 + \Delta L = L_0[1 + \alpha(T_1 - T_0)]$$

$$\varepsilon_{xx}^{th} = \frac{\Delta L}{L_0} = \alpha(T_1 - T_0)$$

Si on empêche la barre de s'allonger pendant le chauffage, $\Delta L = 0$, cela signifie que:

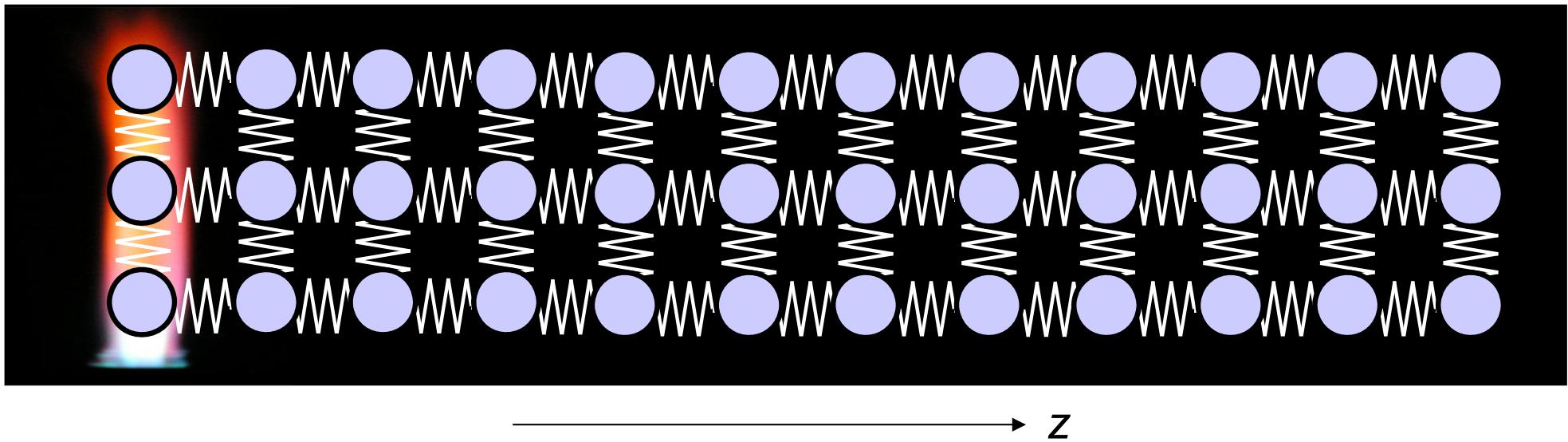
$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{xx}^{th} + \varepsilon_{xx}^{el} = 0$$

$$\sigma_{xx} = E\varepsilon_{xx}^{el} = -E\alpha(T_1 - T_0) < 0$$

La barre est en compression

Diffusion thermique

Jusqu'ici, nous avons supposé que le matériau avait une température **uniforme**. Que se passe-t-il lorsque ce n'est plus le cas?

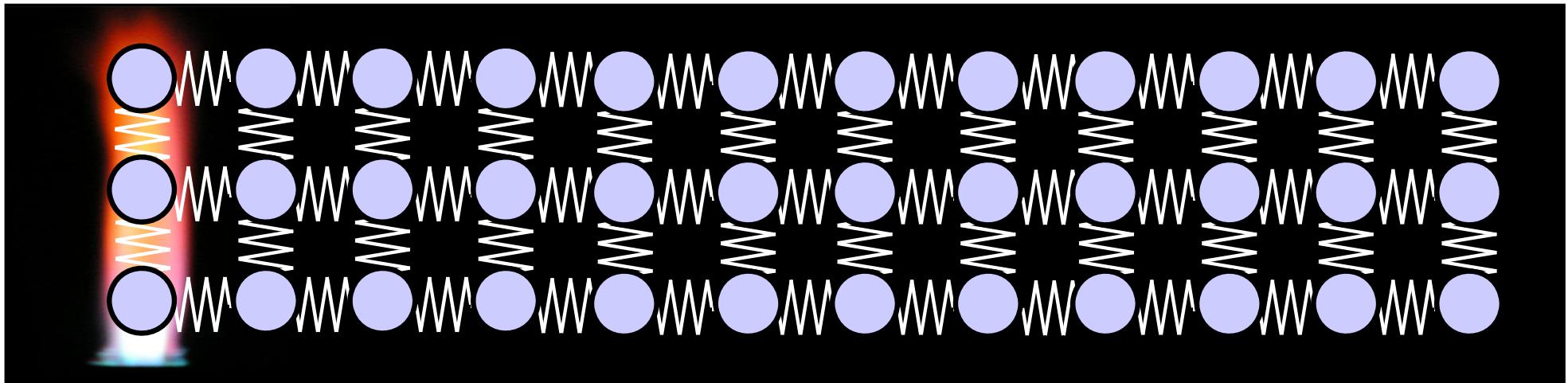


Il y a trois mécanismes de propagation ou **diffusion de la chaleur** :

- L'excitation des atomes (molécules) est transmise de voisins en voisins (comme indiqué par l'animation): *Propagation par « phonons » (modes vibratoires)*.
- Pour les métaux, la chaleur est aussi transmise par *les e⁻ libres* qui baignent les ions, leur conférant ainsi en général une conductivité thermique plus grande.
- La chaleur se transmet aussi par **radiation** (voir cours optique).

Diffusion thermique

Jusqu'ici, nous avons supposé que le matériau avait une température **uniforme**. Que se passe-t-il lorsque ce n'est plus le cas?



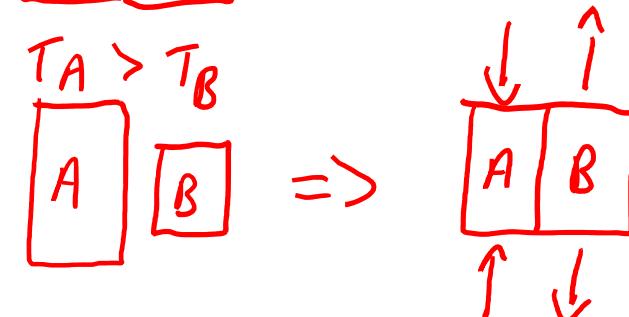
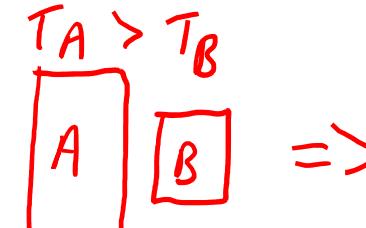
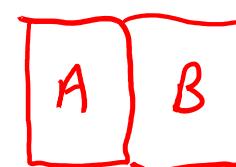
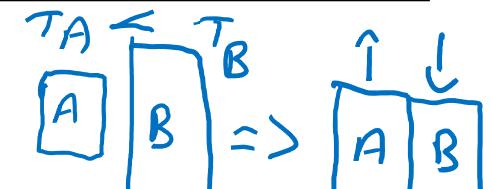
Si Température non uniforme
(gradients) :

→ Gradients de déformation
thermique

→ **Contraintes** thermiques,
fatigue thermique

T_A et T_B
varient

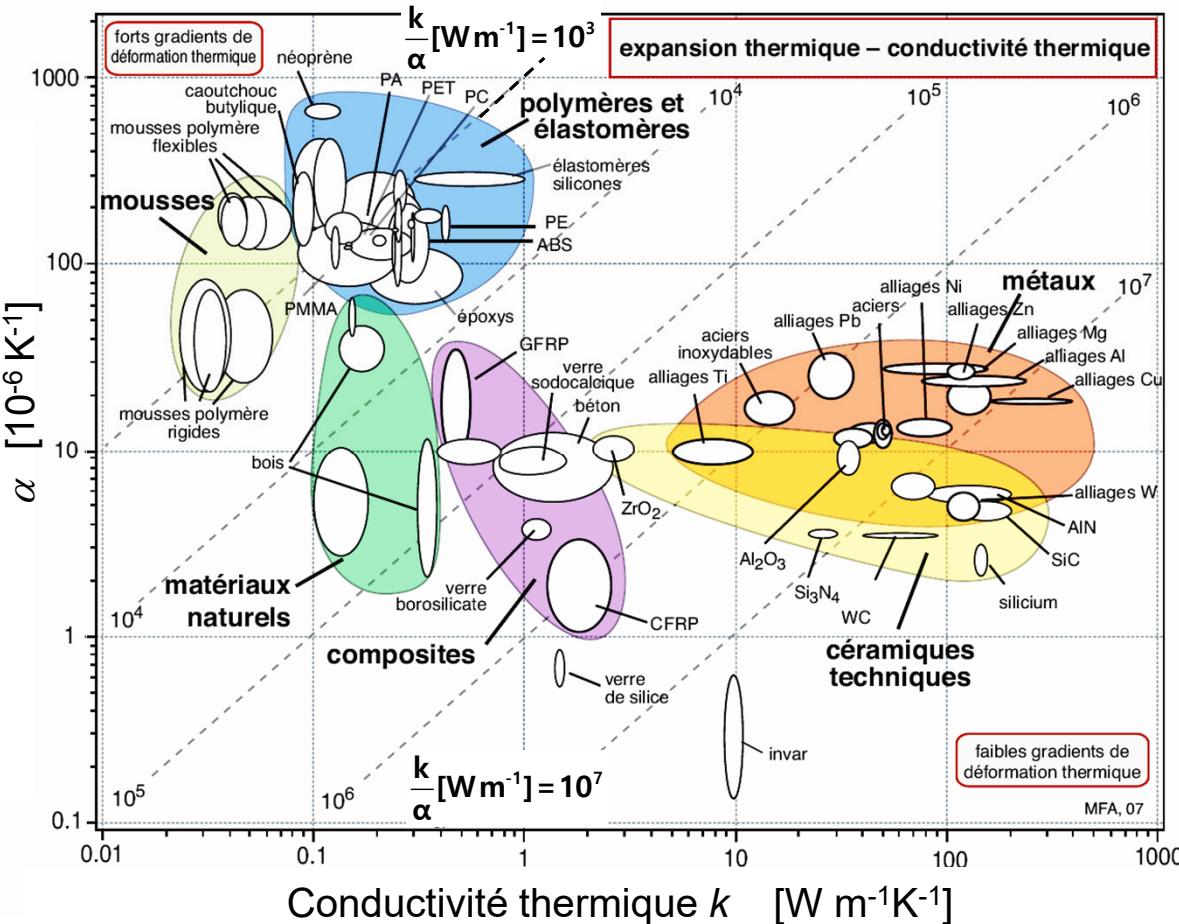
cycles de
traction/
compression



Diffusion thermique

Pour les phénomènes de transport (fluides, atomes, chaleur..), on définit **le flux** comme la quantité considérée **traversant une unité de surface, par unité de temps**, selon une direction donnée. C'est donc un vecteur.

Le **flux de chaleur j_T** représente la quantité d'énergie [J] qui traverse une surface donnée [m²] par unité de temps [s]. Il obéit à la relation (en 3-D):



$$\vec{j}_T = -k \vec{\nabla} T(\vec{r}) \quad [\text{Wm}^{-2}]$$

où k est la **conductivité thermique** du matériau [Wm⁻¹K⁻¹].

En composantes:

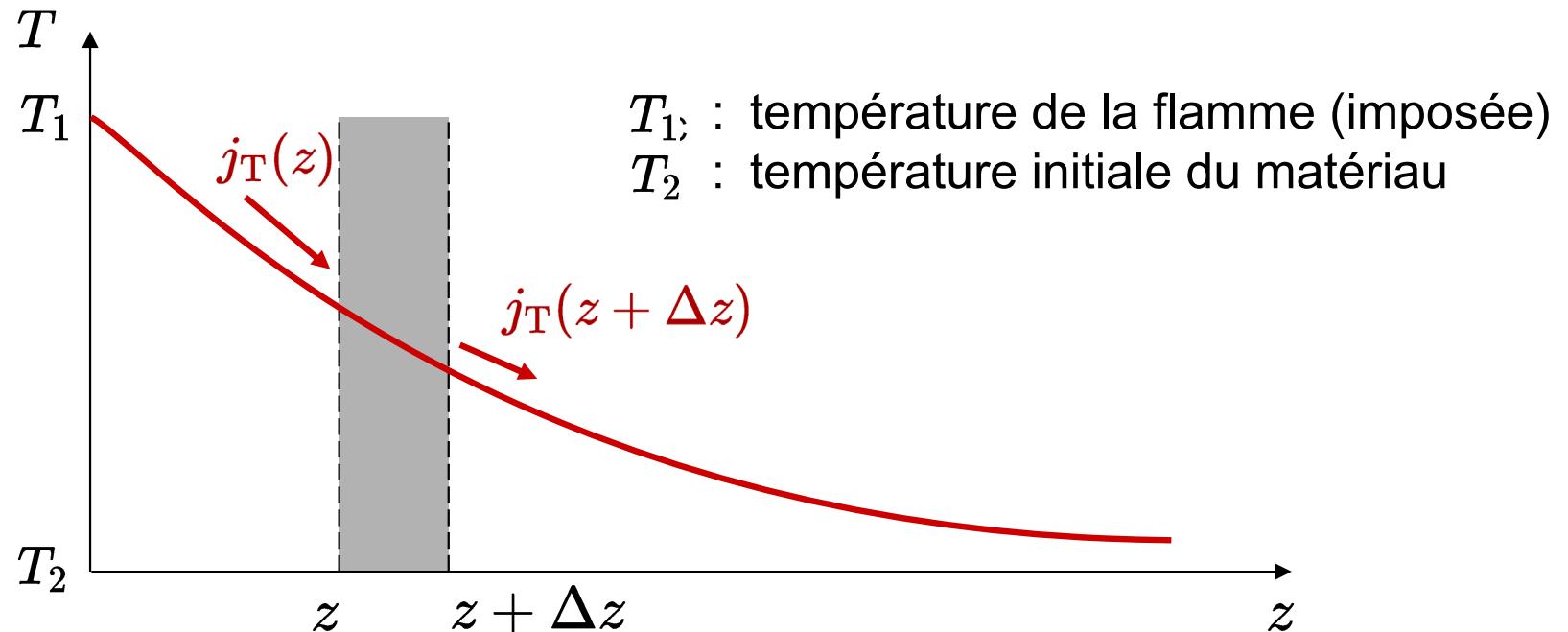
$$j_{T,x} = -k \frac{dT}{dx}$$

$$j_{T,y} = -k \frac{dT}{dy}$$

$$j_{T,z} = -k \frac{dT}{dz}$$

Diffusion thermique

Ainsi en 1-D, le profil de température $T(z)$ à un instant donné a l'allure:



Pour une section du matériau S , d'épaisseur Δz , la différence entre flux de chaleur entrant et sortant fait varier son énergie (enthalpie) H :

$$-(j_T(z + \Delta z) - j_T(z))S = \frac{dH}{dt}$$

avec: $H = \underline{h\rho}(S\Delta z)$

enthalpie
volumique (J/m^3)

$$\boxed{\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial j_T}{\partial z} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}}$$

sans transformations de phases

Diffusion thermique

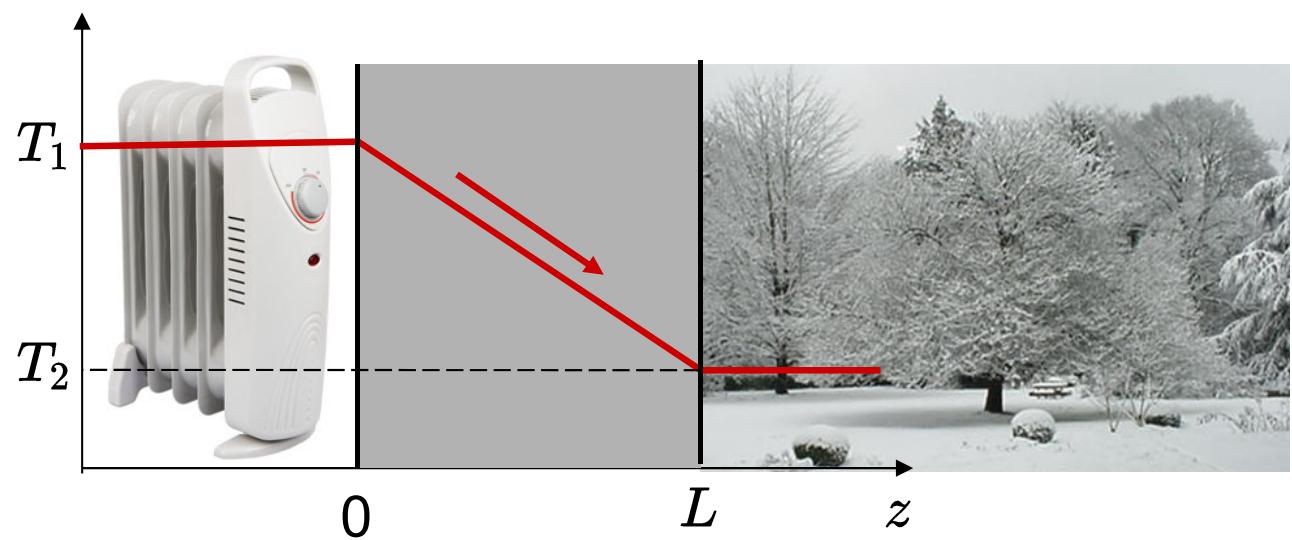
En divisant par ρc_p , on obtient ainsi **l'équation de la chaleur**:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

où $a = \frac{k}{\rho c_p}$ est la **diffusivité thermique** du matériau [m^2s^{-1}].
Elle représente la «vitesse» de diffusion de la chaleur.

Solution stationnaire: $\frac{\partial T}{\partial t} = 0 \rightarrow \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \rightarrow T = T_1 + (T_2 - T_1) \frac{z}{L}$

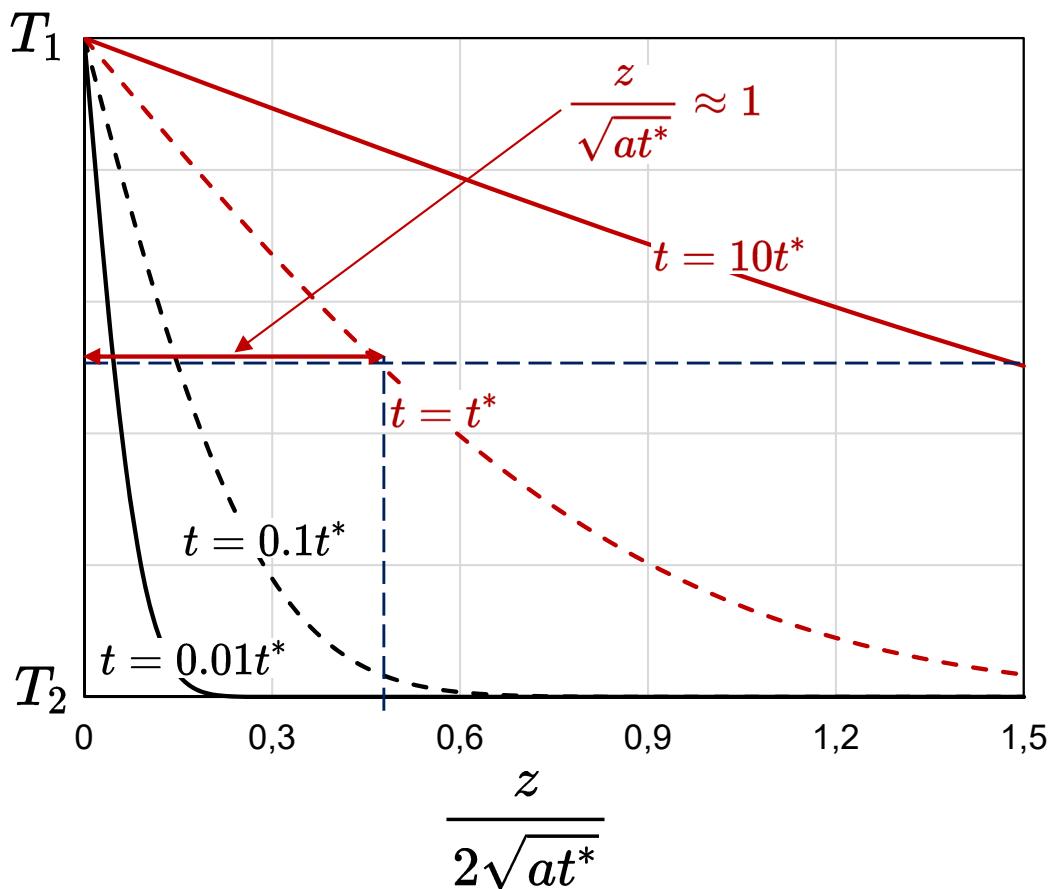
$$j_T = k \frac{T_1 - T_2}{L}$$



Diffusion thermique: Nombre de Fourier

Pour un cas unidimensionnel simple, dans un milieu semi-infini, il est possible de dériver l'expression de $T(z, t)$ pour la situation instationnaire.

$$T(z, t) = T_1 - (T_1 - T_2) \times \operatorname{erf}\left(\frac{z}{2\sqrt{at}}\right) \quad \text{avec} \quad \operatorname{erf}(s) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^s e^{-\tau^2} d\tau$$



La température moyenne de celle imposée au bord et de celle initiale du milieu, soit:

$$T(z, t) = (T_1 + T_2)/2$$

$$\text{a lieu pour: } \operatorname{erf}\left(\frac{z}{2\sqrt{at}}\right) = \frac{1}{2}$$

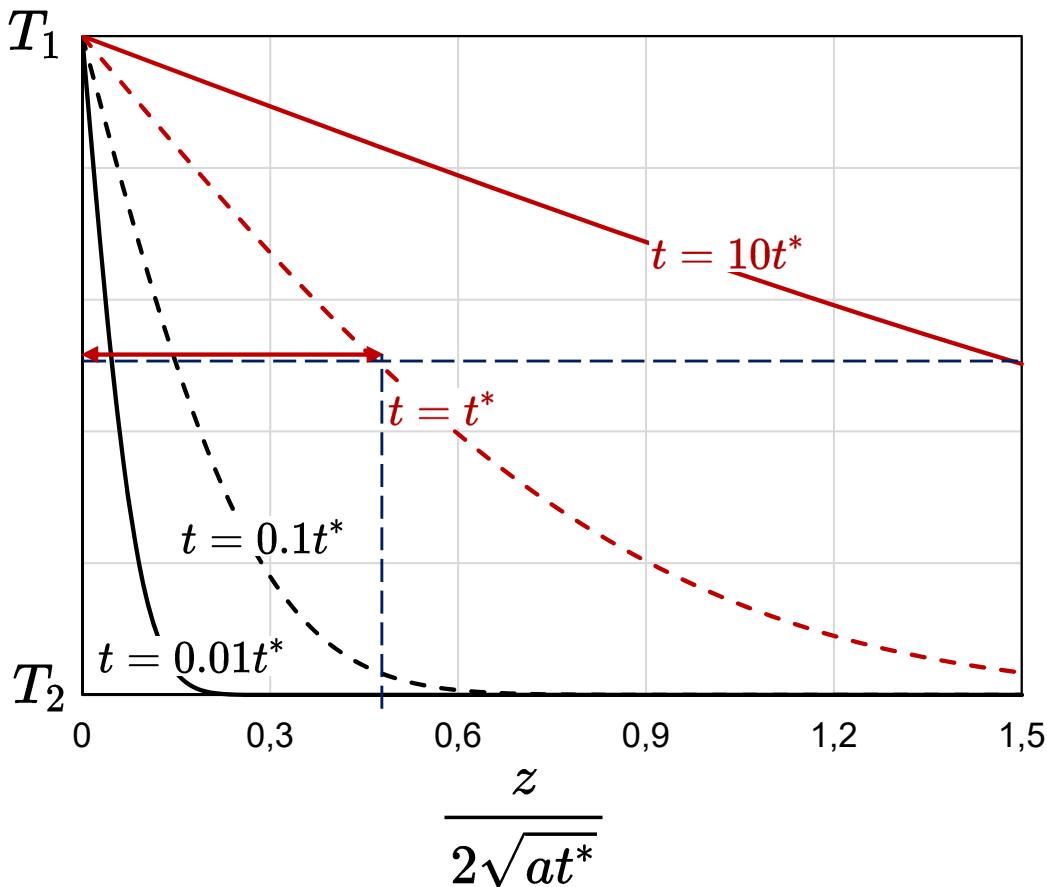
$$\text{soit pour: } \frac{z}{2\sqrt{at}} \approx 0.5$$

$$\text{ou encore pour : } \frac{z}{\sqrt{at}} \approx 1$$

Diffusion thermique: Nombre de Fourier

On peut ainsi comparer la **dimension L** d'un système avec la distance caractéristique de diffusion sur un temps fixé t^* en prenant un nombre adimensionnel, le **nombre de Fourier**:

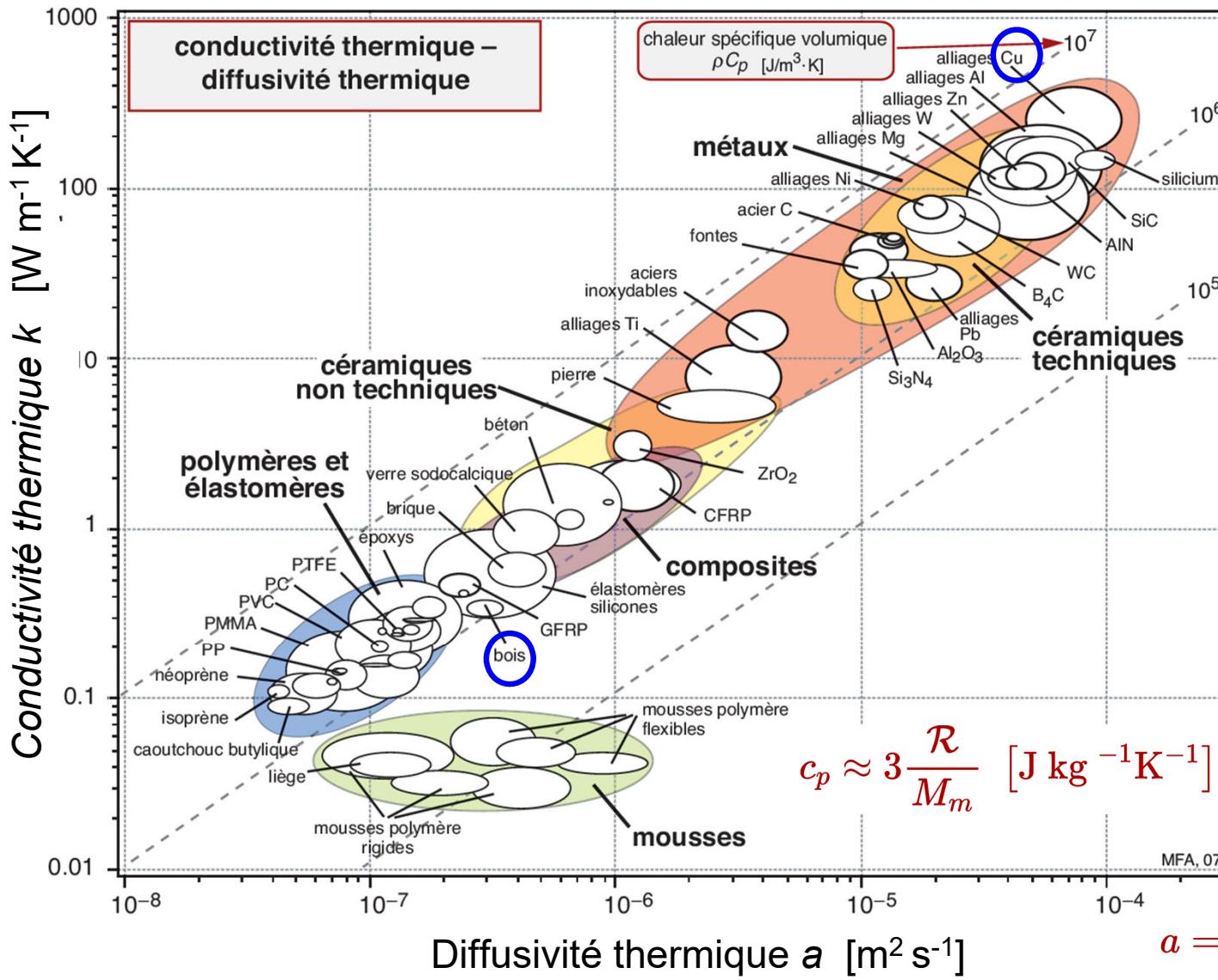
$$Fo = \frac{at^*}{L^2}$$



- $Fo \gg 1$ ou $\sqrt{at^*} \gg L$
La diffusion est très importante, la température est **quasi uniforme** dans la pièce de longueur L
- $Fo \approx 1$ ou $\sqrt{at^*} \approx L$
Cela permet de calculer le temps t^* nécessaire pour diffuser de manière appréciable **sur une longueur L**
- $Fo \ll 1$ ou $\sqrt{at^*} \ll L$
La diffusion est **très peu importante** dans la pièce de longueur L

Diffusion thermique

Dans les cartes d'Ashby reliant conductivité et diffusivité thermique, tous les matériaux sont compris dans une bande de pente 1 (c_p varie peu devant k).



$$a = \frac{k}{\rho c_p}$$

diamant



$$k = 2000 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

Cu pur



$$k = 380 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

Diffusion thermique

Pourquoi dans un sauna à 90°C on ne se brûle pas les pieds, alors qu'une théière en argent à cette température n'est pas touchable?



Bois

$$k = 0.15 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$\rho c_p = 0.5 \times 10^6 \text{ Jm}^{-3} \text{ K}^{-1}$$

$$a = \frac{k}{\rho c_p} = 0.3 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$$

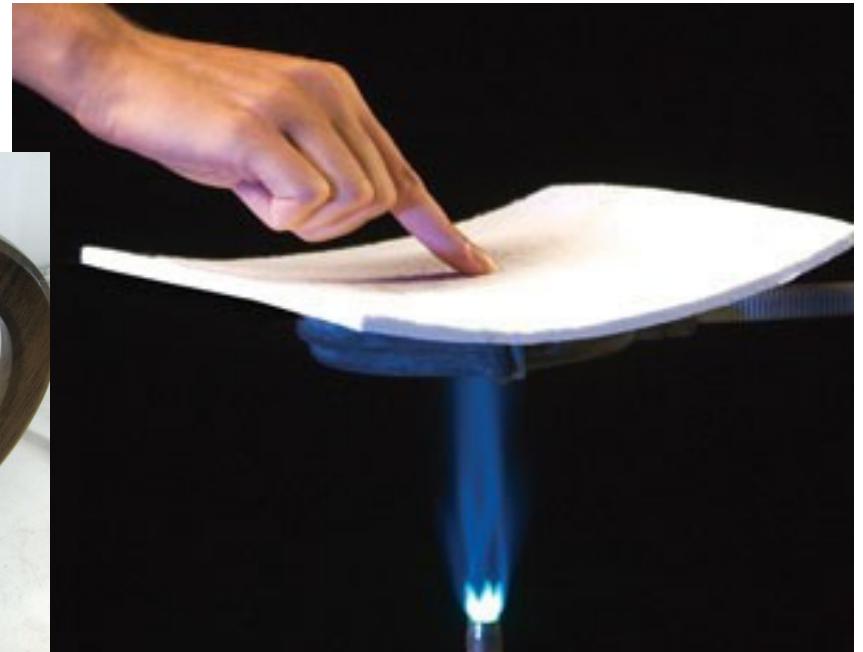


Argent

$$k = 418 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$\rho c_p = 2.4 \times 10^6 \text{ Jm}^{-3} \text{ K}^{-1}$$

$$a = \frac{k}{\rho c_p} = 178 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$$



Aérogel

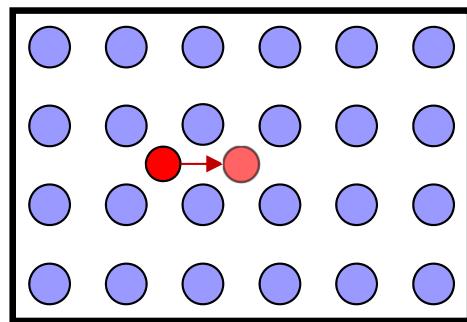
$$k = 0.012 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$\rho c_p = 1.6 \times 10^3 \text{ Jm}^{-3} \text{ K}^{-1}$$

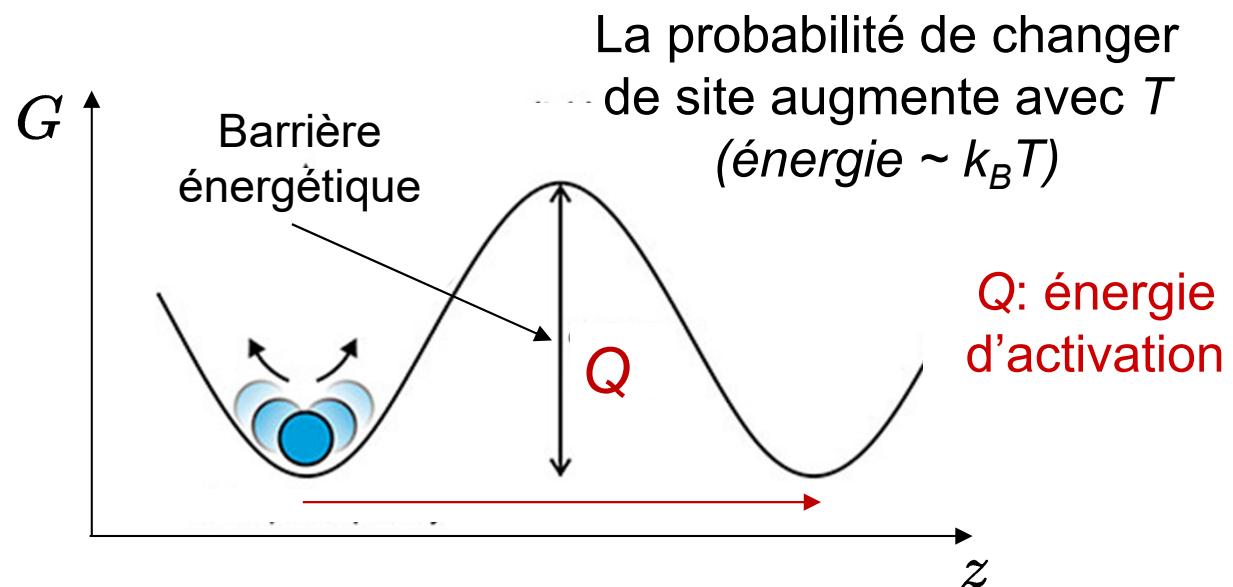
$$a = \frac{k}{\rho c_p} = 7.5 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$$

Diffusion atomique

Sous l'effet de la température, les atomes et molécules peuvent non seulement vibrer, mais aussi se mettre à diffuser.



Elément «étranger»
en position interstitielle (e.g. C)



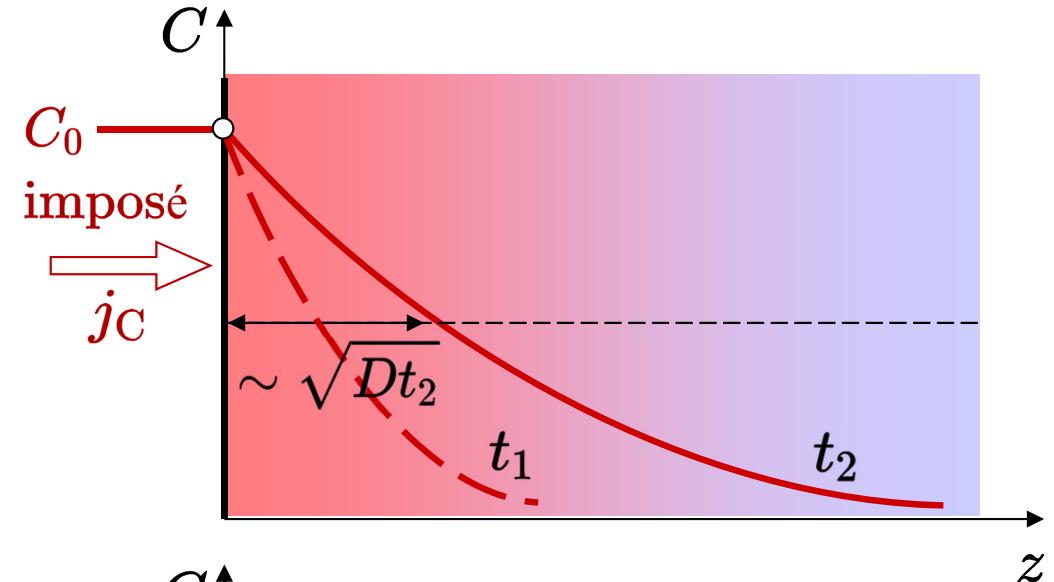
La diffusion d'atomes joue un rôle primordial pour la fabrication et le temps de vie des matériaux fonctionnels (dopage de semiconducteurs, croissance de nanofils,...), mais également pour tous les procédés de transformation et de production des matériaux (traitements de surface, changements de propriétés via les phases formées et leurs morphologies,...).

Diffusion atomique

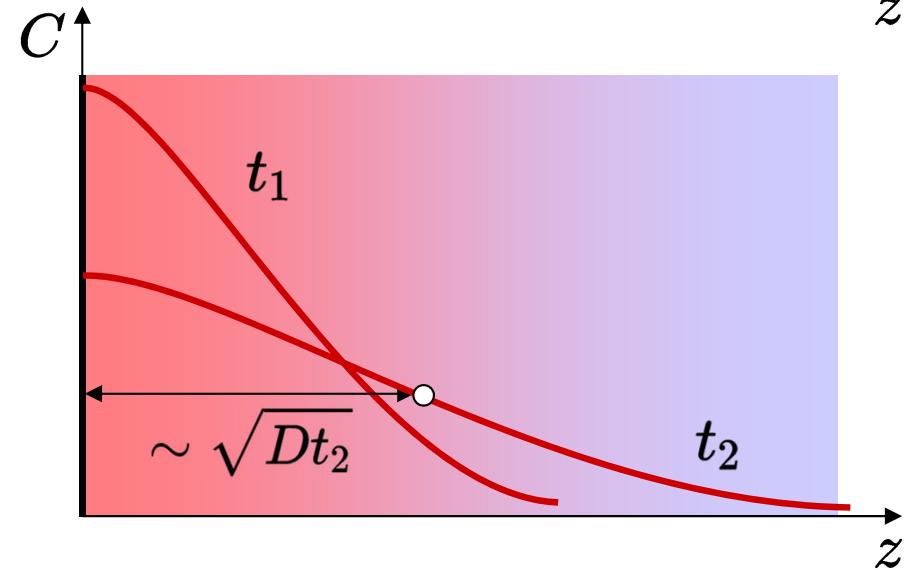
- Nitruration, cémentation d'une pièce (ici d'un vilebrequin dans un four à plasma)



[http://jdseyres.free.fr/
t3access/t3mot.html](http://jdseyres.free.fr/t3access/t3mot.html)



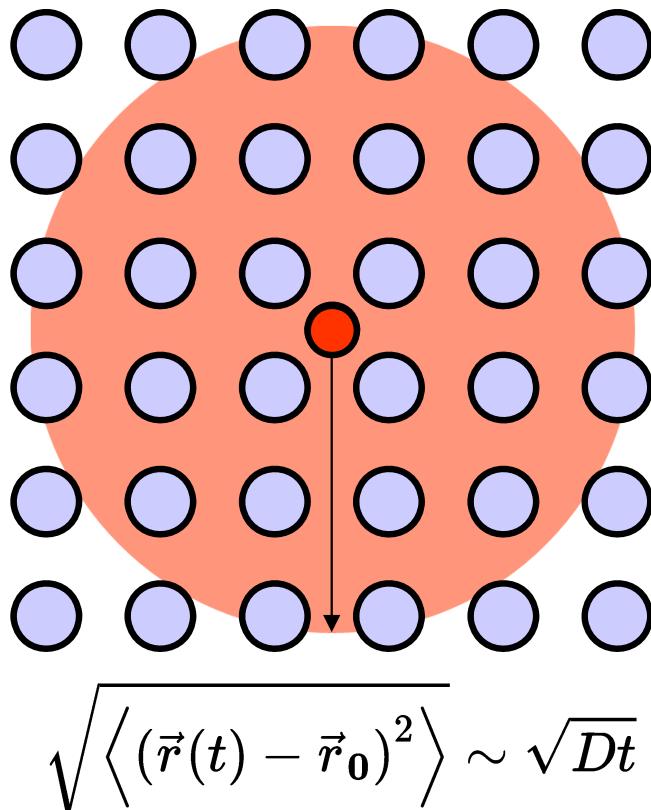
- Dopage à partir d'une quantité fixe (par ex. du Si avec P)



Ces courbes vous sont-elles familières ?

Diffusion atomique

Avec la température qui augmente, les atomes gagnent en mobilité.
Leur migration engendre de la **diffusion chimique**.



~ Distance de diffusion

Ainsi, un **atome interstitiel** dans un réseau cristallin peut sauter d'un site à l'autre. Sa position moyenne $\langle \vec{r}(t) \rangle$ reste centrée à son point de départ \vec{r}_0 , mais la zone "couverte" augmente avec le temps:

$$\langle \vec{r}(t) \rangle = \langle \vec{r}_0 \rangle \quad \text{mais} \quad \langle (\vec{r}(t) - \vec{r}_0)^2 \rangle \sim Dt$$

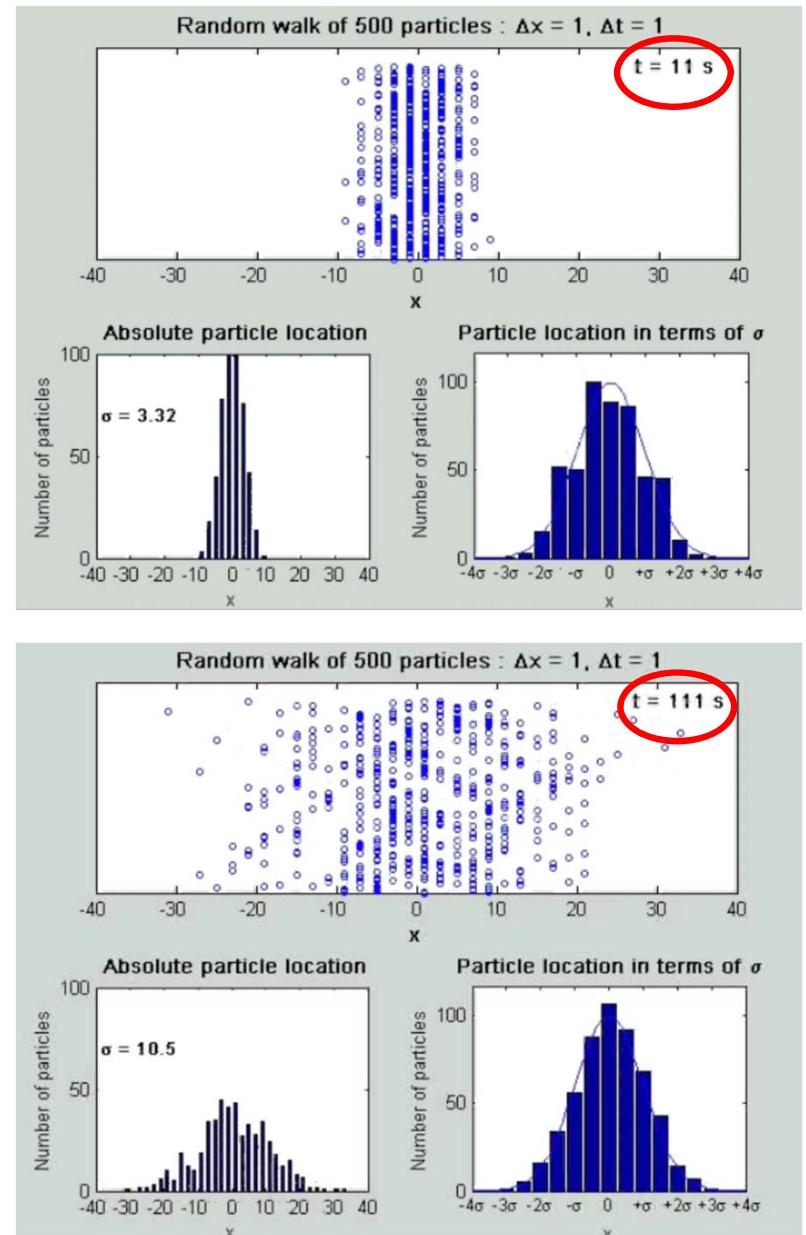
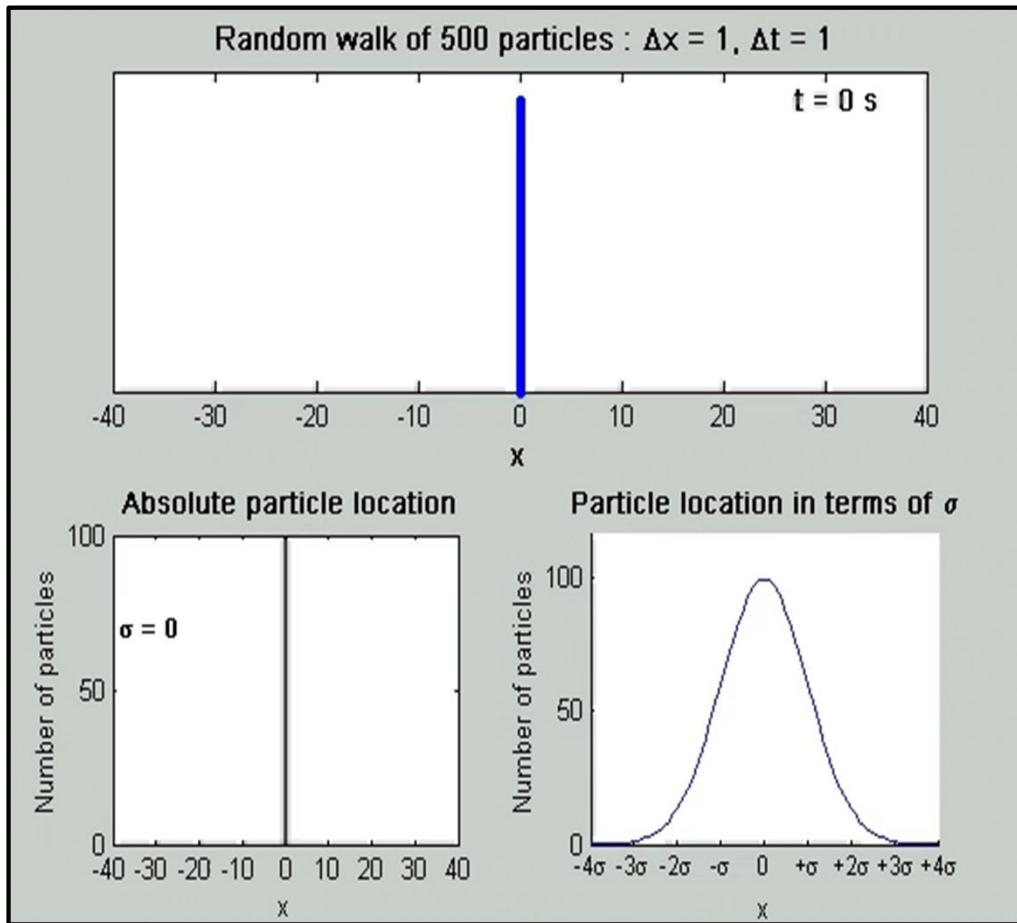
D est le **coefficients de diffusion** [m^2s^{-1}]. Résultant d'un processus dit "thermiquement activé", c-a-d activé par la température. Il peut s'écrire:

Q: énergie d'activation
[J mole^{-1}]

$$D(T) = D_0 \exp \left[-\frac{Q}{RT} \right]$$

Diffusion atomique

Que se passe-t-il maintenant si l'on place une couche entière de ces atomes au milieu d'un matériau?



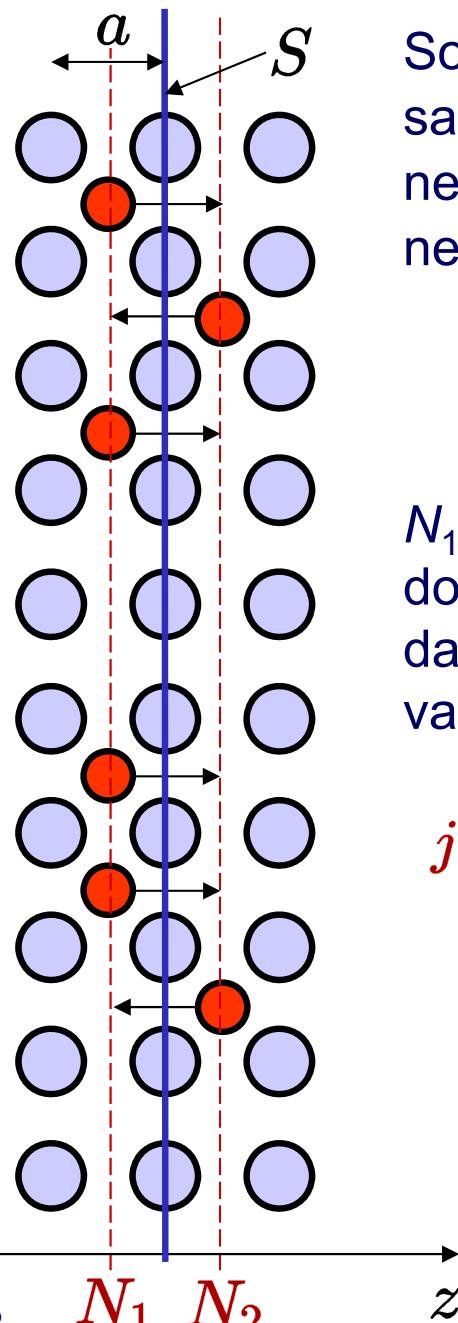
Diffusion atomique

Considérons un problème de sauts à une dimension, comme montré sur la dia précédente. A chaque incrément de temps Δt_c , chaque atome fait un saut aléatoire, à gauche ou à droite, d'un espace interatomique a . Prenons 512 atomes centrés initialement en $z = 0$, et observons leur évolution:

t	-6a	-5a	-4a	-3a	-2a	-a	0	a	2a	3a	4a	5a	6a	Ecart type
0							512							0
Δt_c						256	0	256						$a\sqrt{1}$
$2\Delta t_c$					128	0	256	0	128					$a\sqrt{2}$
$3\Delta t_c$				64	0	192	0	192	0	64				$a\sqrt{3}$
$4\Delta t_c$			32	0	128	0	192	0	128	0	32			$a\sqrt{4}$
$5\Delta t_c$		16	0	80	0	160	0	160	0	80	0	16		$a\sqrt{5}$
$6\Delta t_c$	8	0	48	0	120	0	160	0	120	0	48	0	8	$a\sqrt{6}$

Exemple à $3\Delta t_c$:
$$\sqrt{\frac{1}{512} \times (64 \times (-3a)^2 + 192 \times (-a)^2 + 192 \times (a)^2 + 64 \times (3a)^2)} = a\sqrt{3}$$

Diffusion atomique



Soient N_1 et N_2 atomes dans deux "rangées" interstitielles. Ils peuvent sauter à gauche ou à droite à chaque intervalle de temps Δt_c . Le nombre net de sauts par unité de temps à travers S de la gauche vers la droite, en ne considérant que la dimension horizontale selon z, est:

$$\frac{1}{2} \frac{N_1 - N_2}{\Delta t_c}$$

N_1 et N_2 sont proportionnels à la **concentration d'éléments $C(z)$** [at m⁻³], et donc $N_{1,2} = C_{1,2} (aS)$, où a est l'espacement interatomique et S la surface dans les directions x et y. Le **flux net d'atomes j_C** (par unité de surface) vaut donc :

$$j_C = \frac{1}{2} \frac{C_1 - C_2}{\Delta t_c} a = \frac{C_1 - C_2}{a} \frac{a^2}{2\Delta t_c} = -D \frac{dC}{dz} \quad [\text{at m}^{-2} \text{s}^{-1}]$$

1^{ère} loi de Fick

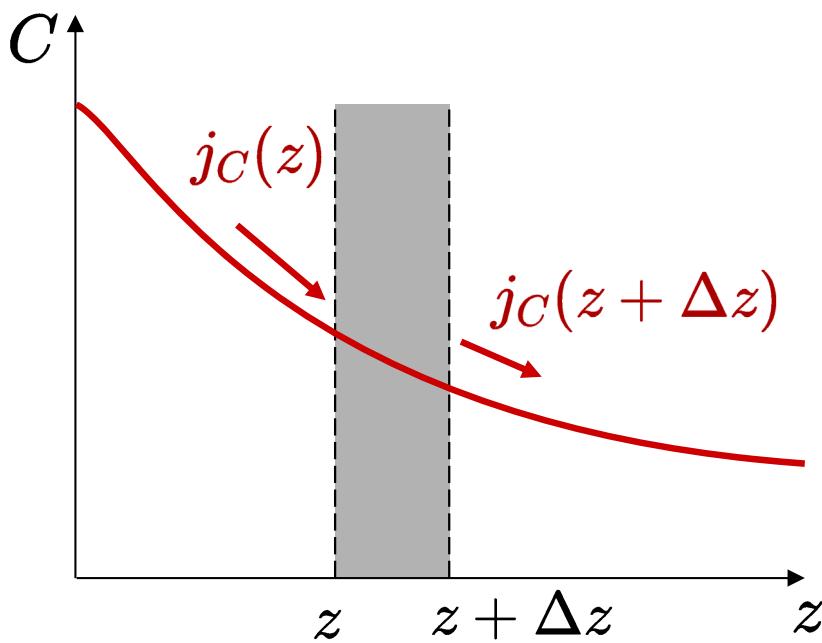
$$\text{avec } D = \frac{a^2}{2\Delta t_c}$$

$$j_c = -D \frac{dC}{dz} \quad [\text{at m}^{-2} \text{s}^{-1}]$$

Diffusion atomique

En considérant un profil de concentration, $C(z)$, le nombre d'atomes interstitiels situés dans une couche $[z, z+\Delta z]$ variera au cours du temps comme la différence des flux entrant et sortant:

$$\Delta N = [j_C(z) - j_C(z + \Delta z)]\Delta t S$$



ou encore:

$$\frac{\Delta C}{\Delta t} = \frac{\Delta N}{\Delta t} \frac{1}{\Delta z S} = \frac{j_C(z) - j_C(z + \Delta z)}{\Delta z}$$

Après passage à la limite et en utilisant la 1^{ère} loi de Fick, on a:

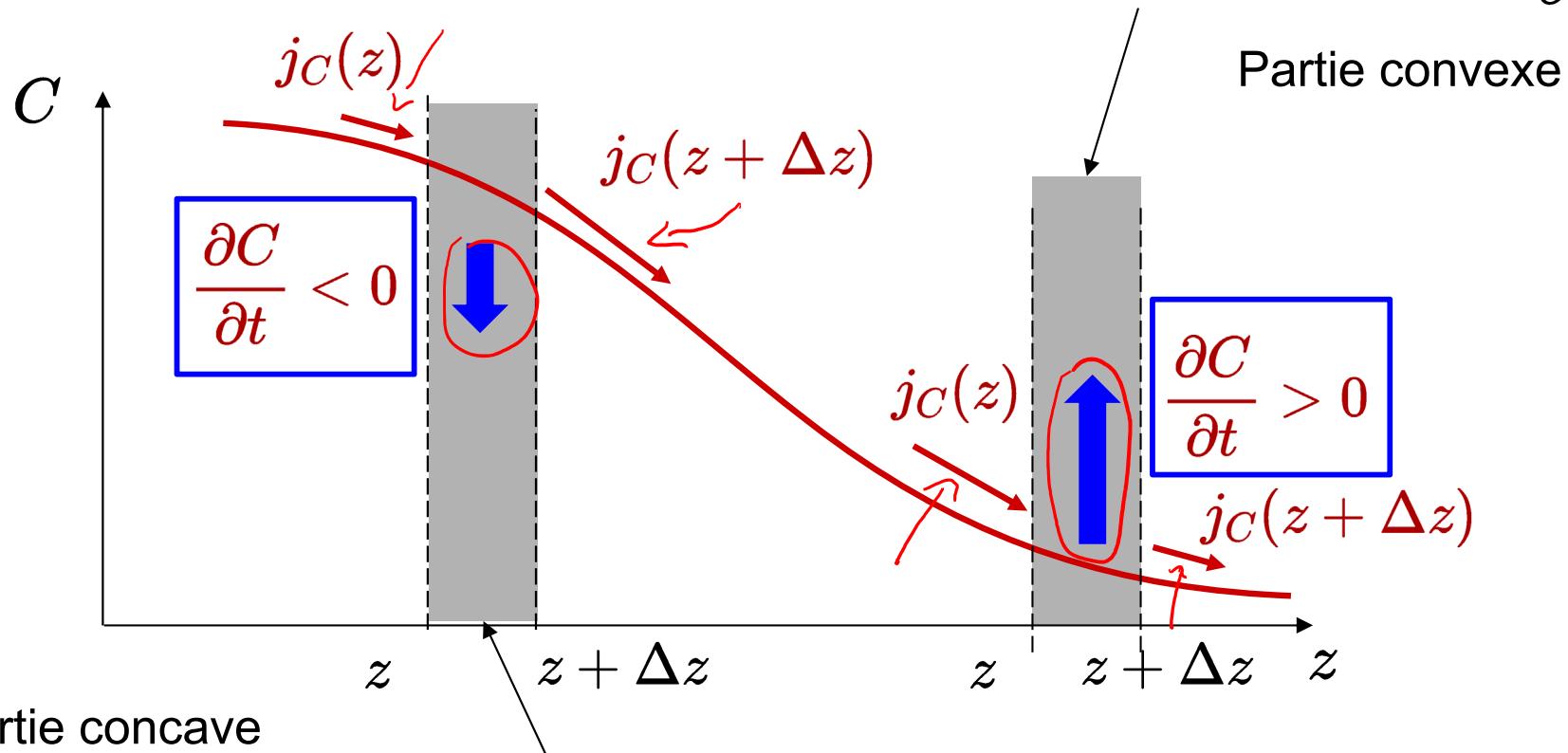
2^{ème} loi de Fick

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\frac{\partial j_C}{\partial z} = D \frac{\partial^2 C}{\partial z^2}$$

Diffusion atomique

La deuxième loi de Fick traduit bien le fait que l'on **tend vers un profil de composition uniforme** (s'il n'y a pas d'apport net d'éléments de soluté)

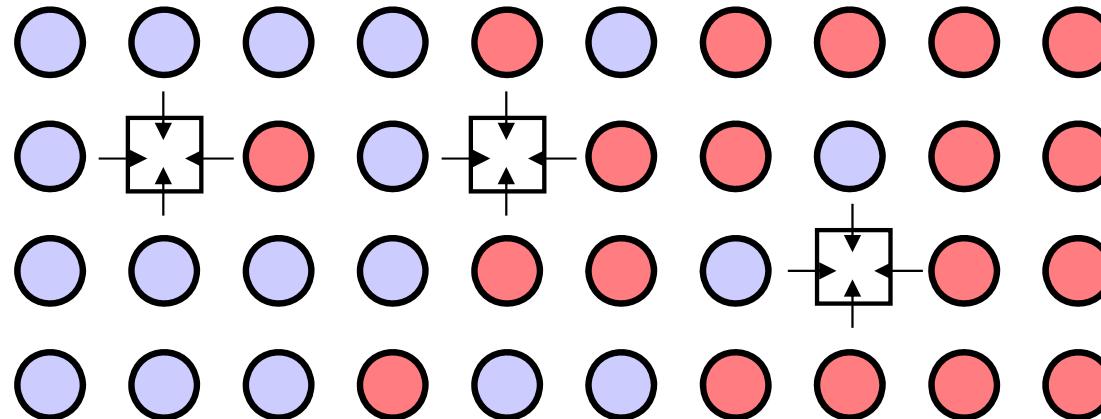
$$|j_C(z)| > |j_C(z + \Delta z)|, \quad \partial j_C / \partial z < 0, \quad \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} > 0$$



$$|j_C(z)| < |j_C(z + \Delta z)|, \quad \partial j_C / \partial z > 0, \quad \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} < 0$$

Diffusion atomique

Pour des **atomes de type substitutionnel**, la diffusion requiert la présence de **lacunes**.



Dans ce cas, la diffusion des atomes sera pondérée par la **densité de lacunes**, elle-même une fonction croissante de la température.

Le coefficient de diffusion pour des atomes en substitution est donc en règle générale plus faible que celui d'atomes interstitiels.

Diffusion atomique

Comme pour la diffusion thermique, on peut définir un nombre adimensionnel pour la diffusion, le **nombre de Fourier**, qui relie le temps et la variable d'espace.

$$Fo_C = \frac{D\tau}{L^2}$$

- $Fo_C \gg 1$: la diffusion est importante pour τ et L fixés
- $Fo_C \ll 1$: la diffusion est peu importante pour τ et L fixés
- $Fo_C = 1$: $L = \sqrt{D\tau}$ distance de diffusion pour un temps τ

$$\tau = \frac{L^2}{D} \quad \text{temps pour diffuser sur une distance } L$$

Exemple: sachant que $D = 3 \times 10^{-14} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, un traitement de surface par diffusion sur une profondeur de $10 \mu\text{m}$ requiert un temps τ :

$$\tau = \frac{10^{-10}}{3 \times 10^{-14}} = 3300 \text{ s} \approx 1 \text{ h}$$

Résumé

- **La fatigue et l'usure** sont deux causes très importantes de dégradation des matériaux.
- Les **courbes de Wöhler** permettent de relier le nombre de cycles à la rupture pour une variation de contrainte appliquée.
- Il faut distinguer fatigue **oligocyclique**, où la contrainte dépasse la limite d'élasticité, et fatigue **à grand nombre de cycles**.
- La **dilatation thermique**, qui résulte du caractère asymétrique de l'énergie des liaisons atomiques autour de la position d'équilibre, est fréquemment à l'origine de dégradations et de ruptures.
- **Conductivité thermique et diffusivité thermique** caractérisent la propagation (diffusion) de la chaleur dans un matériau.
- La **diffusion atomique**, activée par la température, est un phénomène important à prendre en compte dans la fabrication et le temps de vie des matériaux.
- Le **nombre adimensionnel de Fourier** permet d'évaluer rapidement sur un temps et/ou une longueur caractéristiques donnés la diffusion dans un système.