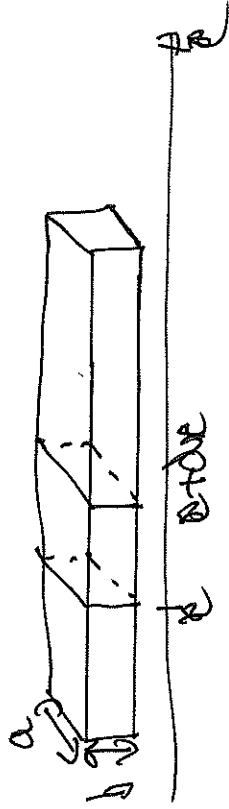


Ex: barre de kofon

1- filon de puissance sur une tranche de base comprise entre  $x$  et  $x+dx$ .



$T(x) = j_R(x) \cdot T_e$   
 Flux thermique traversant la section abaisse  $x$  s'écrit:

$$\Phi(x) = j_R(x) ab = -\lambda \frac{dT}{dx} ab$$

En régime stationnaire:

$$\Phi(x) - \Phi(x+dx) + h adx (T_a - T(x)) = 0$$

compte tenu du fait que l'on considère la face intérieure isolée.

$$-\frac{d\Phi}{dx} dx + h adx (T_a - T(x)) = 0$$

$$\lambda b \frac{dT}{dx} + h (T_a - T(x)) = 0$$

$$\frac{dT}{dx} - \frac{h}{\lambda b} T(x) = -\frac{h}{\lambda b} T_a$$

$\delta = \sqrt{\frac{\lambda b}{h}}$  longueur caractéristique du problème.

$$T(x) = T_a + B e^{-\frac{x}{\delta}} + C e^{\frac{x}{\delta}}$$

1- On peut considérer la barre comme semi-infinie si  $L > 5\delta$   
 la température ne varie plus de  $5^\circ$ , on en déduit que  $C=0$

Pour déterminer  $B$ , on peut appliquer la continuité de flux en  $x=0$   
 $\Phi(x=0) =$  puissance fournie par la résistance

$$-\lambda \frac{dT}{dx} \bigg|_{x=0} = \frac{U^2}{R}$$

$$+\frac{\lambda}{\delta} B ab = \frac{U^2}{R} \Rightarrow B = \frac{U^2}{\lambda ab \delta}$$

$$B = \frac{U^2}{ab \sqrt{\lambda b h}}$$

2)

$$T(x) = T_a + \frac{U \cdot S}{\lambda \cdot a \cdot h} \cdot e^{-\frac{x}{\delta}}$$

3 - la température dépend de  $x$  et décrit le long de la tige. les extrémités sont fondue entre  $x=0$  et  $x=a$   $T(0) = T_{fus}$

$T_{fus} = T_a + \frac{U \cdot S}{\lambda \cdot a \cdot h} \cdot e^{-\frac{a}{\delta}}$   
la mesure de  $a$  permet d'accéder à  $T_{fus}$  -

Donc  $T_{fus}$  fixe, est dépend de  $h$  et  $T_a$

Il faut donc étalonner la barre avant chaque utilisation.  
la température maximale de fusion détectable correspond à

$$T_a + \frac{U \cdot S}{\lambda \cdot a \cdot h} = T_{fus \text{ max.}}$$

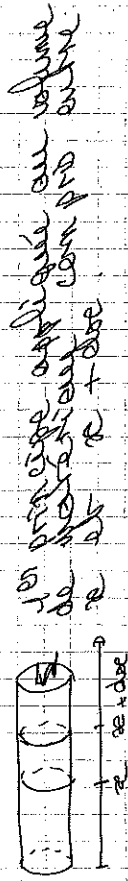
①

④

en modifiant  $h$ , on modifie la valeur de température de fusion maximale détectable.

Ex: Bilan entropique à une dimension

(1)



$$\begin{aligned} \rho c \sum dx \frac{dT}{dt} &= [\dot{q}(x, t) - \dot{q}(x+dx, t)] \sum dx \\ &= - \frac{\partial \dot{q}}{\partial x} dx \sum dx \\ &= - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\dot{q}}{\rho c} \right) dx \sum dx \\ \rho c \frac{\partial T}{\partial t} &= - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\dot{q}}{\rho c} \right) \end{aligned}$$

a)  $\dot{q}(x, t) = - \lambda \frac{\partial T}{\partial x}$

$$\begin{aligned} \dot{q}_x &= \frac{\partial \dot{q}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{q}}{\partial t} \\ \dot{q}_x &= \sum \left[ \frac{\partial \dot{q}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{q}}{\partial t} \right] dx \\ \dot{q}_x &= \sum \left[ - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\dot{q}}{\rho c} \right) \right] dx \\ \dot{q}_x &= \sum \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\dot{q}}{\rho c} \right) \right] dx \\ \dot{q}_x &= \left[ - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\dot{q}}{\rho c} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\dot{q}}{\rho c} \right) \right] \sum dx \end{aligned}$$

b - D'après la deuxième identité thermodynamique, le volume étant fixe  $[dV=0]$  on a:

$$dS = \rho c \sum \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right) dx$$

c - D'après le second principe:

$$dS = dS_e + dS_{irr}$$

$$dS_{irr} = \rho c \sum \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right) dx + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\dot{q}}{\rho c} \right) \sum dx$$

or d'après l'éq. de la diffusion:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

$$dS_{irr} = \frac{\lambda}{T^2} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 \sum dx$$

L'entropie créée par unité de volume et de temps vaut donc:

$$s_{irr} = \frac{\lambda}{T^2} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 > 0 \text{ si } T \text{ non uniforme}$$

la diffusion thermique est un processus irréversible.