

# MP 17 : Métaux

Charles-Édouard LECOMTE et Vincent DE ZOTTI

Vendredi 14 février 2014

## Table des matières

<b>1 Propriétés thermiques des métaux</b>	<b>2</b>
1.1 Mesure du coefficient de diffusion thermique du cuivre [4]	2
1.2 Comparaison avec d'autres métaux : expérience du conductiscope	3
<b>2 Propriétés électriques des métaux</b>	<b>3</b>
2.1 Mesure de la conductivité du cuivre en fonction de la température	3
2.2 Comparaison avec d'autres métaux [2]	4
2.3 Loi de Wiedemann-Franz	4
<b>3 Propriétés mécaniques des métaux</b>	<b>5</b>
3.1 Mesure du module d'Young du Dural	5
<b>4 Recalescence du fer [3]</b>	<b>6</b>

## Références

- [1] TAILLET, R., Dictionnaire de physique : utile pour les définitions et formules
- [2] GARING, C., Magnétisme : pour l'effet Hall et la chute de l'aimant
- [3] LE MARÉCHAL, J-F., Chimie expérimentale 2 : pour la recalescence du fer
- [4] QUARANTA, L., Dictionnaire de physique expérimentale tome 2 Thermodynamique et applications : pour la diffusion thermique

**Objectif :** Montrer expérimentalement des propriétés caractéristiques des métaux et les relations entre elles.

## Rapports du jury

- 2013 : Ce montage doit mettre en évidence différentes caractéristiques propres aux métaux. L'étude de caractéristiques mécaniques par exemple nécessite d'être mise en perspective par rapport aux propriétés équivalentes d'autres matériaux.
- 2012 : Ce montage doit mettre en évidence différentes caractéristiques propres aux métaux (conductivités thermiques et électriques, élasticité...) et leurs liens éventuels. Les mesures doivent être particulièrement soignées. Il est intéressant de montrer la spécificité des valeurs obtenues.
- 2009 : La mesure de la conductivité thermique d'un métal par sa réponse en température à une excitation alternative a posé problème à de nombreux candidats par suite de l'analyse des mesures à l'aide d'une loi non valide avec les conditions aux limites concernées. Le régime permanent implicitement mis en jeu doit être précisé, de même que son temps d'établissement.

## Introduction [1]

Très tôt l'homme a utilisé les métaux pour la conception d'outils et d'armes, du fait de leurs propriétés mécaniques exceptionnelles et leur relative abondance sur Terre. Ils sont très largement utilisés de nos jours dans le bâtiment, l'industrie, mais aussi pour le transport de l'électricité.

Un métal est un corps dont la cohésion est assurée par des liaisons métalliques de forte intensité, ce qui correspond à un grand nombre d'électrons délocalisés dans le cristal. Il a la particularité de posséder une bande de conduction partiellement remplie par les électrons qui permettent ainsi la conduction du courant dès qu'une différence de potentiel est appliquée.

# 1 Propriétés thermiques des métaux

## 1.1 Mesure du coefficient de diffusion thermique du cuivre [4]

**Définition :** La diffusion thermique est le transport de chaleur des parties chaudes d'un corps vers les parties froides de celui-ci, sans transport de matière. Dans les métaux, cette conduction est assurée par les électrons de la bande de conduction et les phonons.

On relie linéairement le flux thermique au gradient de température, ce qui permet d'obtenir l'équation de la diffusion

$$D\Delta T = \frac{\partial T}{\partial t}$$

où  $D = \frac{\lambda}{\rho c}$ , avec  $\lambda$  la conductivité thermique du métal,  $\rho$  sa masse volumique, et  $c$  sa capacité calorifique.

On dispose d'une lame de cuivre calorifugée, sur laquelle est placée une cellule Peltier<sup>1</sup>. La cellule Peltier impose une condition aux limites sur le flux.

On impose une intensité sinusoïdale au module Peltier, il y a propagation d'une onde de température avec atténuation, semblable à l'effet de peau. Le profil de température est alors donné par

$$T(x, t) = T'(x) + T_m \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) \cos\left(2\pi ft - \frac{x}{\delta}\right)$$

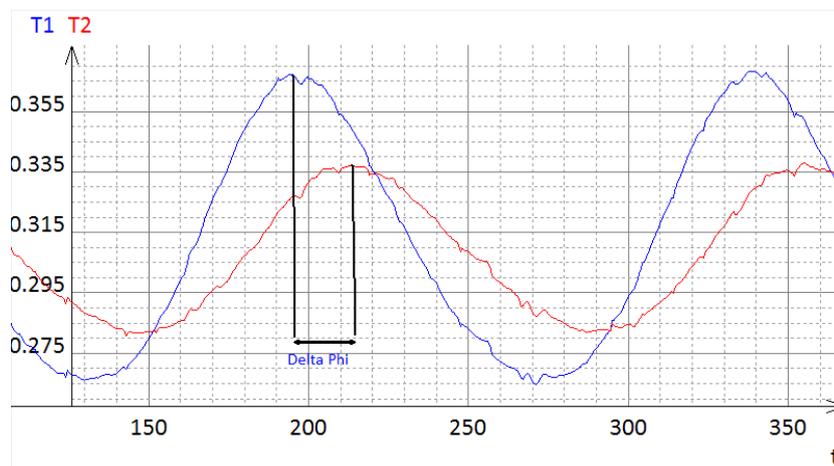
avec  $T_m$  une constante et  $T'(x)$  une fonction expérimentale difficile à relier à des températures connues.

### Protocole expérimental :

- On alimente le module Peltier avec un amplificateur de puissance Kepco, piloté par un GBF Agilent (entrée sur Input, sortie entre Common et Output). On doit toujours alimenter les ventilateurs avant pour ne pas griller le module Peltier.
- On attend environ 30 à 40 min de manière à ce que le régime permanent s'établisse. Après un simple changement de fréquence, ce dernier s'établit plus rapidement.
- On règle le GBF Agilent sur  $V_{pp} = 3V$ , sans offset, avec une fréquence de 5mHz, puis de 7mHz. La fréquence doit être assez faible pour ne pas avoir une épaisseur de peau négligeable.

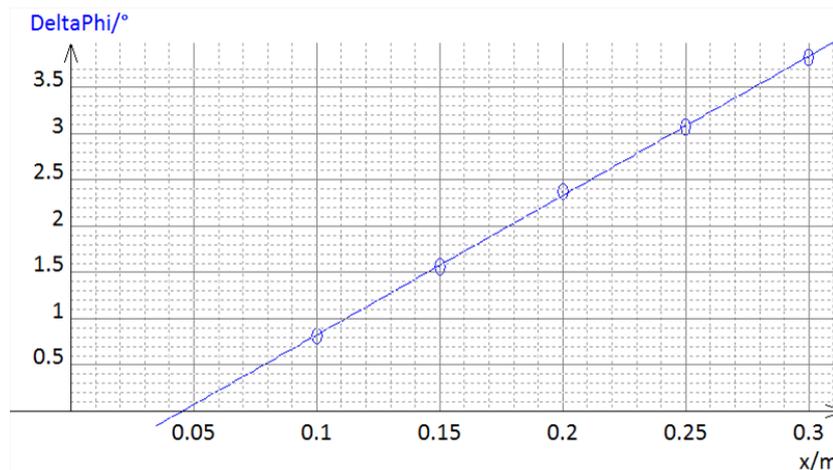
**Analyse des données** On remonte à l'épaisseur de peau par l'étude du déphasage. L'onde sinusoïdale reçue par le capteur  $i$  en  $x_i$  a une phase à l'origine  $\Phi_i$ , d'où son déphasage par rapport à celle en  $x = 0$  :

$$\Delta\Phi_i = \Phi_i - \Phi_0 = \frac{x_i}{\delta}$$



1. Consulter à ce propos le dictionnaire de physique Taillet, et les BUP n°705 et 941

On trace la droite  $\Delta = \Phi = f(x)$ , qui a pour coefficient directeur  $\frac{1}{\delta}$  :



On déduit :  $\delta = \dots \pm \dots$  cm.

Or on peut relier l'épaisseur de peau  $\delta$  au coefficient de diffusion  $D$  :

$$\delta \sqrt{\frac{D}{\pi f}}$$

avec  $f$  la fréquence des oscillations. On déduit alors

$$D = \delta^2 \pi f = \dots \text{m}^2 \text{s}^{-1}$$

La valeur tabulée pour le cuivre est  $D = 1,14 \cdot 10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ .

**Incertitudes** La principale source d'incertitude de  $D$  est  $\delta$ , donc  $\Phi$ . Avec une incertitude estimée à  $4^\circ$  sur  $\Phi$ , on déduit :

$$\frac{\Delta D}{D} = 2 \frac{\Delta \delta}{\delta} = \dots$$

D'où finalement :  $D = \dots \pm \dots \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ .

## 1.2 Comparaison avec d'autres métaux : expérience du conductisque

On trempe le conductisque à cristaux liquides dans de l'eau bouillante, on observe grâce aux changements d'état (donc de couleur) des cristaux liquides la propagation d'un front de température le long des bâtonnets. En repérant l'instant du changement de couleur lorsque le front atteint une certaine distance  $d$  (le centre par exemple), on peut comparer qualitativement les coefficients de diffusion entre les différents métaux.

Le temps mis par l'onde pour arriver en  $d$  pour le cuivre et l'aluminium est :  $t_{Al} = \dots$  s et  $t_{Cu} = \dots$  s.

On déduit :

$$\lambda_{Cu} > \lambda_{Al}$$

## 2 Propriétés électriques des métaux

### 2.1 Mesure de la conductivité du cuivre en fonction de la température

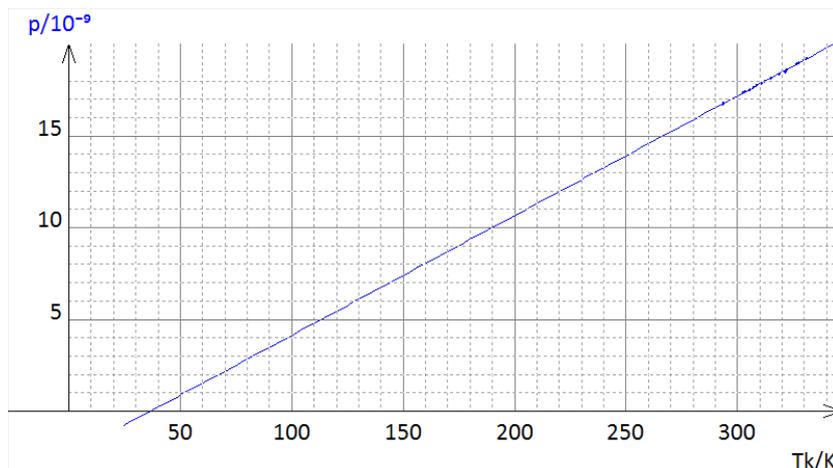
Les métaux sont de bons conducteurs électriques grâce aux propriétés de leurs bandes de conduction.

On dispose d'une bobine de fil de cuivre dont les dimensions de sa section et de sa longueur sont connues. En régime transitoire, elle se comporte comme un conducteur ohmique de résistance :

$$R = \rho \frac{l}{S} = \frac{l}{\sigma S}$$

avec  $\rho$  la résistivité du métal et  $\sigma$  sa conductivité.

La bobine de cuivre est placée dans un bēcher d'eau chaude (60°C environ) pour ętre thermalisēe. Un thermocouple est placē au milieu de la bobine, ce qui nous permet d'ętudier l'influence de la tempērature sur la conductivitē. On rēalise une mesure 4 fils de la rēsistance avec le Fluke 8466A de prēcision. Tandis que l'eau refroidit lentement, nous mesurons la rēsistance et la tempērature pour diffērents temps.



On obtient au final une relation linēaire de la rēsistivitē  $\rho$  en fonction de  $T$  :  $\rho = \dots\dots\dots T + \dots\dots\dots \Omega.m$ . L'ordonnēe ā l'origine nēgative obtenue peut s'expliquer par le fait que la mesure de la tempērature se fait au centre de la bobine, alors que ses extrēmities sont plus froides et donc moins rēsistives. Le rēsultat est donc lēgērement plus faible que ce qui est attendu.

A 25°C, la valeur tabulēe est  $\rho = 1,71.10^{-8}\Omega$

## 2.2 Comparaison avec d'autres mētaux [2]

Pour comparer la conductivitē du cuivre et celle de l'aluminium, nous allons exploiter le phēnomēne d'induction.

On compare ainsi la chute d'un aimant dans un tube de cuivre et un tube d'aluminium. Dans ces 2 cas, l'aimant est freinē lors de sa chute. En effet, celui-ci se dēplace dans un champ magnētique variable et induit donc des courants de Foucault qui s'apparent ā son mouvement (loi de Lenz). Il s'ętablit un rēgime permanent rapidement avec une vitesse limite [2] :

$$v_l = \frac{1024a^4mg}{45\mu_0^2\sigma eM^2}$$

avec  $a$  le rayon du tube,  $e$  l'ępaisseur du mētal,  $m$  la masse de l'aimant,  $M$  son moment magnētique,  $\sigma$  la conductivitē du mētal,  $g$  l'accēlēracion de la pesanteur et  $\mu_0$  la permēabilitē magnētique du vide.

On dispose de deux fluxmētres de 400 spires (pris dans la rēserve), comptabilisant au total 4000 cm<sup>2</sup> de surface, que l'on enroule autour du tube de mētal et sēparēs entre eux d'une distance  $l$ .

Le passage de l'aimant se traduit par une variation rapide de la tension ā leurs bornes. En mesurant l'intervalle de temps entre les 2 variations, et en supposant que le rēgime permanent est ętabli, on obtient

$$\frac{t_{Cu}}{t_{Al}} = \frac{v_{Al}}{v_{Cu}} = \frac{\sigma_{Cu}}{\sigma_{Al}}$$

On observe alors que  $\frac{\sigma_{Cu}}{\sigma_{Al}} \approx \frac{\lambda_{Cu}}{\lambda_{Al}}$ .

Au final, nous remarquons que les bons conducteurs thermiques sont aussi de bons conducteurs ęlectriques. Nous allons gēnērāliser ce rēsultat.

## 2.3 Loi de Wiedemann-Franz

Partant du constat que les bons conducteurs thermiques sont de bons conducteurs ęlectriques, Gustav Wiedemann et Rudolf Franz ont ętabli expērimentalement que la grandeur  $\frac{\lambda}{\sigma T}$  ętait une constante indēpendante du mētal considērē et de la tempērature. On note  $L$  cette constante, appelēe constante de Lorenz.

D'après la théorie de Sommerfeld, elle vaut :

$$L = \frac{\pi^2 k_b^2}{3 e^2} = 2,44 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot W \cdot K^{-2}$$

On considère  $\lambda$  indépendant de la température dans le domaine considéré plus haut. Ainsi :  $\lambda = \dots \pm \dots W \cdot K^{-1} \cdot m^{-1}$ , et  $\frac{\rho}{T} = \dots \pm \dots \Omega \cdot m \cdot K^{-1}$ .

Ainsi  $L = \dots \Omega \cdot W \cdot K^{-2}$ . Et par propagation statistique des erreurs  $\frac{\Delta L}{L} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \left(\frac{\rho}{T}\right)}{\frac{\rho}{T}}\right)^2}$   
 Soit :  $L = \dots \pm \dots \Omega \cdot W \cdot K^{-2}$ .

**Remarque** Il serait possible également de traiter l'effet Hall dans un métal (Argent dans la collection) dans cette partie, car ce sont bien les électrons qui conduisent la chaleur comme le courant. Il ne sera pas fait lors du montage pas manque de temps.

### 3 Propriétés mécaniques des métaux

#### 3.1 Mesure du module d'Young du Dural

Pour déterminer le module d'Young du Dural, alliage essentiellement composé d'aluminium, on utilise la propagation de son (onde longitudinale) à travers le métal. Dans tout livre de prépa (spé) nous trouvons la formule :

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

avec  $c$  la célérité du son dans le Dural,  $E$  le module d'Young du Dural, et  $\rho$  sa masse volumique.

**Protocole expérimental** Entre 2 transducteurs immergés dans l'eau, espacés d'une distance  $d$ , on fait passer un signal ultrasonore (alimenté par un GBF). En reliant les transducteurs à un oscilloscope on peut mesurer le temps de propagation de l'onde dans l'eau.

Il est important de TOUJOURS relier l'eau à la terre, par l'intermédiaire du bloc de Dural immergé dans l'eau. Idéalement pour empêcher la propagation d'un signal électromagnétique, on utilise de l'eau distillée, mais laisser le Dural dans l'eau est plus sûr.

On réalise 2 mesures de temps de propagation entre les 2 transducteurs :

- la première avec le bloc de Dural le plus à l'écart possible,
- la seconde avec le bloc de Dural entre l'émetteur et le récepteur, on peut avoir à bouger l'angle entre les 2 de manière à maximiser l'amplitude du signal reçu.

Dans les 2 cas, on envoie un « Burst » avec le GBF (Agilent récent). La grande fréquence est de 400 kHz, l'écart entre 2 Burst successifs n'est pas important (ici 1ms).

Temps de propagation dans l'eau uniquement :  $t_e = \dots$

Temps de propagation dans l'eau et le Dural :  $t_d = \dots$

**Analyse :** On a :  $t_e = \frac{d}{c_e}$  et  $t_d = \frac{d-e}{c_e} + \frac{e}{c_d}$ , avec  $d$  la distance entre émetteur et récepteur,  $e$  l'épaisseur du bloc de Dural,  $c_e$  la vitesse du son dans l'eau,  $c_d$  la vitesse du son dans le Dural.

Connaissant  $c_e = 1500 m \cdot s^{-1}$ , on déduit :

$$c_d = e \left( t_d - t_e + \frac{e}{c_e} \right)^{-1}$$

On mesure  $e$  au pied à coulisse :  $e = 4,06$  cm, on obtient  $c_d = \dots$

La principale incertitude vient de  $t_d - t_e$  :

$$\frac{\Delta c_d}{c_d} = \frac{\Delta(t_d - t_e)}{t_d - t_e}$$

On peut alors en déduire la valeur du module d'Young :  $E = \dots\dots\dots$ , connaissant  $\rho = 2790\text{kg.m}^{-3}$  sa masse volumique, on obtient une incertitude

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta c_d}{c_d} = \dots\dots\dots$$

D'où :  $E = \dots\dots\dots$

La valeur obtenue est élevée, ce qui confère aux métaux une grande rigidité, d'où son utilisation dans de nombreux domaines comme le bâtiment, le transport, ou encore les fabrications d'outils.

Ces propriétés s'expliquent par la structure microscopique des métaux, où les atomes sont liés entre eux par des liaisons de forte intensité (environ  $200\text{ kJ.mol}^{-1}$ ). Voyons son impact sur l'exemple du fer.

## 4 Recalescence du fer [3]

Le fer possède à pression usuelle (au moins) deux variétés allotropiques :

- le fer  $\alpha$ , qui cristallise en cubique centré (cc),
- le fer  $\gamma$ , qui cristallise en cubique à faces centrées (cfc).

Le rayon atomique du métal est pratiquement le même dans les deux phases cristallines, on souhaite observer l'impact de la différence de compacité entre les 2 variétés.

**Protocole expérimental** On dispose d'un fil de fer pur de 50 cm environ, tendu par une masselotte de 50 g, et fixé à ses extrémités de telle manière à pouvoir y incorporer le passage d'un courant.

On impose une intensité de plusieurs ampères dans le fil à l'aide d'un générateur à courant continu, après quelques instants le fil devient rouge et se dilate. En redescendant assez violemment l'intensité, le fil remonte, puis redescend furtivement quelques instants, avant de reprendre son ascension.

**Explication** Le fil se refroidit et se contracte. A  $T=906^\circ\text{C}$ , la transition de phase  $\text{Fe}_\gamma \rightarrow \text{Fe}_\alpha$  se produit (attention il y a une erreur dans le JFLM), et la contraction s'arrête. On a un accroissement du volume, donc de la longueur, du à la différence de compacité. Le fer se contracte ensuite car sa température continue de diminuer.

On a donc mis en évidence la structure cristalline des métaux par une expérience simple. Une diffraction aux rayons X permettrait de caractériser pleinement ces structures cristallines, responsable de la cohésion du solide et de la délocalisation des électrons.

## Conclusion

Nous avons vu à travers ce montage les principales propriétés des métaux, ce sont des bons conducteurs électriques et thermiques. Ces deux phénomènes sont liés, car ce sont les électrons très mobiles qui assurent la conduction dans les deux cas. Les métaux sont majoritaires dans la classification périodique, et certains sont très abondants sur Terre. Ils sont utilisés dans presque tout les domaines, du bâtiment à l'industrie en passant par le transport de l'électricité.

Une des propriétés notables des métaux est leurs propriétés optiques, et leur caractère brillant qui est utilisé dans la construction des miroirs.

Cependant, malgré ces nombreux points communs, il faut garder à l'esprit que les métaux présentent des différences entre eux, de réactivité notamment : on n'oxyde pas si facilement que ça de l'or !

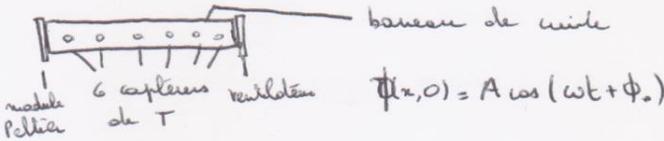
**MP n° 17 : Métaux**

**Objectif:** Montrer expérimentalement des propriétés caractéristiques des métaux et les relations entre elles.

**Métal:** Corps dont la cohésion est assurée par des liaisons fortes, ce qui correspond à un grand module d'élasticité dérivés dans le cristal

**1. Propriétés thermiques des métaux**

1.1. Conductivité thermique des métaux



$\phi(x,0) = A \cos(\omega t + \phi_0)$

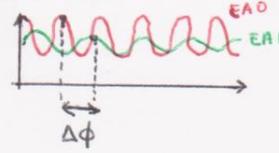
Équation de la diffusion:  $D \Delta T = \frac{\partial T}{\partial t}$   $D = \frac{\lambda}{\rho c}$

$T(z,t) = A e^{-\frac{z}{\delta}} \sin\left(2\pi f t - \frac{z}{\delta} + \phi_0\right)$

$\omega = 2\pi f$   $\delta = \sqrt{\frac{D}{\pi f}}$

Même à 5 MHz puis à  $f = 7 \text{ MHz}$

Résultats:



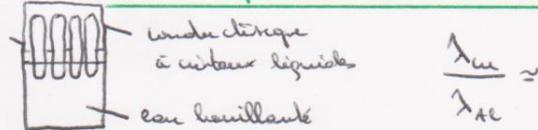
On attend  $\phi(x) = \phi_0 + \frac{\Delta x}{\delta}$

$\delta = \dots \text{ cm}$

$D = \dots$  Attendu  $\lambda = 390 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$   $D = \frac{\lambda}{\rho c}$   $\rho_{Cu} = 8900 \text{ kg.m}^{-3}$   $c = 385 \text{ J.K}^{-1}\text{.kg}^{-1}$

Incertitudes: Vient de l'incertitude sur  $\phi$   
 $\phi \sim 5^\circ$   $\frac{\Delta \phi}{\phi} \sim 3\%$   $\lambda = \pm \dots \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$

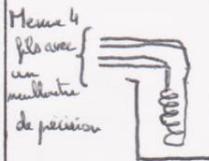
1.2. Comparaison avec d'autres métaux



$\frac{\lambda_{Cu}}{\lambda_{Al}} \sim \dots$

**2. Propriétés électriques des métaux**

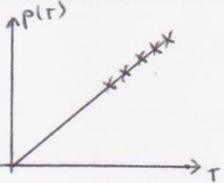
2.1. Dépendance de la conductivité des métaux en fonction de la température



Même de  $R(T)$

$R = \rho \frac{l}{S}$

$\rho(T) = \frac{S}{l} R(T)$

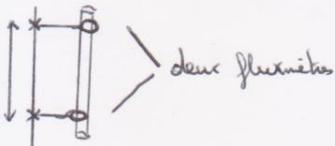


$\rho(T) = aT + b$  due à la non homogénéité de T sur la bobine

$A 2^\circ\text{C}$   $\rho_{Cu} = \dots \Omega.m$

Attendu:  $\rho_{Cu} = 1,71 \cdot 10^{-8} \Omega.m$

2.2. Comparaison avec d'autres métaux



$v_{lim} = \frac{1024 \text{ a}^4 \text{ mg}}{45 \mu\text{s}^2 \sigma_e \text{ K}^2}$

$\frac{\lambda_{Cu}}{\lambda_{Al}} = \frac{v_{lim, Al}}{v_{lim, Cu}} = \frac{\sigma_{Cu}}{\sigma_{Al}}$

$\frac{\sigma_{Cu}}{\sigma_{Al}} \sim \frac{\lambda_{Cu}}{\lambda_{Al}}$

2.3. Loi de Wiedemann - Franz

$\frac{\lambda}{\sigma T} = L = \text{cte}$   $L = 2,44 \cdot 10^{-8} \text{ W.}\Omega.\text{K}^{-2}$

$L = \frac{\lambda \rho}{T}$

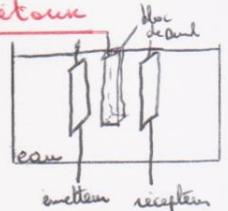
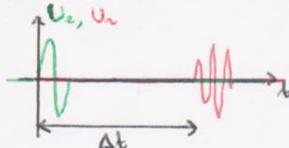
Incertitudes:  $\Delta \lambda =$

$A\left(\frac{\rho}{T}\right) =$

$L = (\pm) \cdot 10^{-8} \text{ W.}\Omega.\text{K}^{-2}$

**3. Propriétés mécaniques des métaux**

Célérité du son dans le Dural



$\Delta t_e = 89,2 \mu\text{s} = \frac{d}{v_e}$   $\Delta t_d = \dots = \frac{d-e}{v_e} + \frac{e}{v_d}$

$v_d = \frac{e}{\Delta t_d - \Delta t_e + \frac{e}{v_e}}$   $v_e = 1500 \text{ m.s}^{-1}$   $e = 4,06 \text{ cm}$

Incertitude: sur  $\Delta t_d - \Delta t_e$  essentiellement

$\frac{\Delta v_d}{v_d} =$

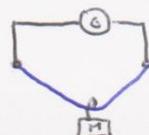
$v_d = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$

$\rho = 2790 \text{ kg.m}^{-3}$

$E =$

**4. Structure cristalline des métaux**

Transition de phase  $Fe_\gamma \rightarrow Fe_\alpha$ .



Variation de capacité.