

Montage 17 : Métaux

Nicolas-Alexandre Goy

Le 28 Avril 2017

Bibliographie :

- [1] : *Dictionnaire de physique expérimentale, tomes 1-2-4*, L.Quaranta, Édition Pierrons
[2] : *Les capteurs en instrumentation industrielle*, G.Ash et coll., 6e édition Dunod

INTRODUCTION : Pourquoi étudier les métaux? Tout simplement parce que les métaux sont présents dans la vie de tous les jours. Nous utilisons des métaux (fer par exemple) pour maintenir des objets grâce à des potences : ils ont certaines propriétés mécaniques. De même, nous utilisons des fils de cuivre afin de conduire l'électricité dans les circuits. Enfin l'aluminium est utilisé dans nos fours pour pouvoir améliorer la cuisson des aliments. Ainsi, du point de vue des physiciens, tout matériau réunissant un fort module d'Young et de fortes conductivités électriques et thermiques entre donc dans la famille des métaux. C'est ce que nous nous proposons de vérifier.

I. Le module d'Young de l'aluminium

A. Montage expérimental

Nous savons que la propagation d'ondes acoustiques (modes longitudinaux) dans les solides fait intervenir le module d'Young E par la formule : $v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$, $\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$ étant la masse volumique de l'aluminium tabulée à température ambiante. Prenons un barreau d'aluminium de longueur $L = (61,0 \pm 0,2) \text{ cm}$ et de diamètre $d = (3,0 \pm 0,2) \text{ cm}$. Plaçons deux micros (les longs de préférence car ils ont une bonne réponse spectrale), reliés à un oscilloscope, aux extrémités du barreau. Avec un marteau ou tourne-vis nous allons taper sur une des extrémités du barreau afin de générer un paquet d'onde (interaction de durée τ : alors dispersion en fréquence $\delta f = \frac{1}{\tau}$) qui va se propager le long du barreau.

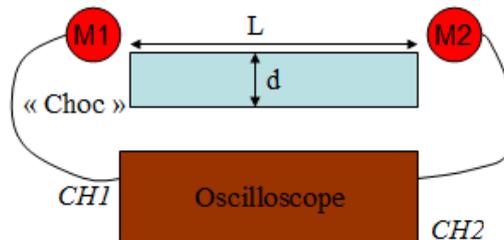


Figure 1: Schéma du système à étudier.

B. Analyse par temps de retard

On déclenche l'acquisition avec un balayage unique sur la voie 1 (celle du côté du choc) de l'oscilloscope en front montant sur une durée de 10ms. Nous relevons à l'aide des curseurs le retard entre les signaux. Dans notre cas, la vitesse est d'environ $v \approx 5000 \text{ m/s}$ (ce qui est nettement plus grand que les fluides à cause de l'inertie et de la rigidité du système qui est liée aux interactions entre les atomes du cristaux). Avec cette longueur, nous obtenons : $\Delta t = (122 \pm 4) \mu\text{s}$. L'incertitude est liée à la lecture et au placement du curseur. Ainsi : $E = (67 \pm 3) \text{ GPa}$ (l'incertitude étant liée aux autres incertitudes par la formule de propagation des erreurs). Attention, ici, nous calculons la vitesse de

groupe du système puisqu'il n'est pas possible de calculer la vitesse de phase. A priori cela ne pose pas de problème puisqu'il n'y a pas (ou très peu) de dispersion.

C. Analyse des modes propres

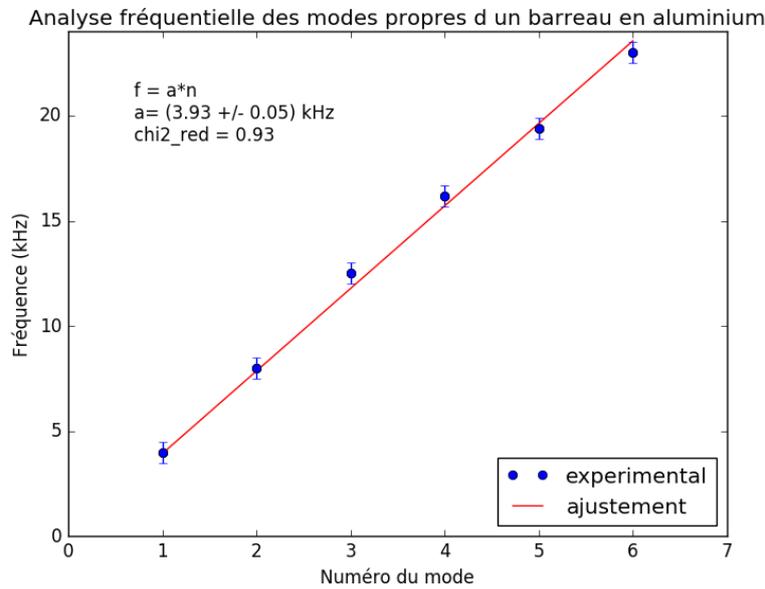


Figure 2:

Modules d'Young tabulés (GPa)

Aluminium	69
Cuivre	124
Étain	41.5
Fer	196
Plomb	18
Zinc	78
graphite	30
chêne	12
polystyrène	3
Laiton (cu + zn)	100 à 130

Figure 3:

En plus du retard entre les deux ondes, comme le système est fini avec une discontinuité (des deux côtés) de milieu, nous pouvons analyser les modes propres de la barre. En effet, les ondes qui se superposent par multiple réflexions (il faut un temps d'acquisition bien supérieur à un aller-retour) de manière constructive (interférences) sont les modes propres du milieu. La TF du signal nous donne ainsi ces modes propres. Nous pouvons utiliser la relation : $f_n = f_0 n$ où $f_0 = \frac{v}{2L}$, et avec n le numéro du mode que l'on attribue. On considère une incertitude de $0,2 \text{ kHz}$ à la lecture des curseurs de l'oscilloscope. On trace alors $f_n = an$ et on en déduit : $E = (62 \pm 3) \text{ GPa}$. Nous

pouvons comparer par rapport à la valeur tabulée (figure 3) et nous remarquons que nos mesures sont largement correctes. L'aluminium est donc très rigide.

Remarques : Ici nous supposons qu'aucun mode transverse n'existe, ce qui n'est pas tout à fait le cas. Il faut choisir un barreau de grand diamètre afin d'éliminer ces modes, ainsi que les modes longitudinaux qui pourraient parcourir une distance plus longue que prévu à cause de multiples réflexions sur les bords. Le mieux serait de réaliser la première analyse avec des barreaux identiques, mais avec des longueurs différentes.

II. Conductivité électrique du cuivre

A. Montage expérimental

Le cuivre est l'un des meilleurs conducteurs électrique. Nous allons réaliser la mesure d'une bobine de cuivre de longueur $L = (31,2 \pm 0,2)m$ et de diamètre $d = 0,3mm$ (constructeur). Le problème, c'est qu'une telle bobine a une résistance de l'ordre de grandeur des fils de liaison. Il faut donc trouver un montage qui nous évite d'avoir à prendre en compte les fils de liaison : une mesure à l'ohmmètre c'est mort. La solutions consiste en un montage à 4 fils (voir figure 4). Ainsi, nous pouvons mesurer R_c sans se prendre la tête avec des fils de connexion puisque le courant I parcourt R_c et que nous prenons la tension aux bornes de R_c . Il existe une version plus compliquée (et c'est celle que j'ai réalisée) de ce montage. En fait j'ai réalisé un pont de Weaston mais avec l'adaptation montage à quatre fils ([2] chapitre 3) que je ne représente pas ici.

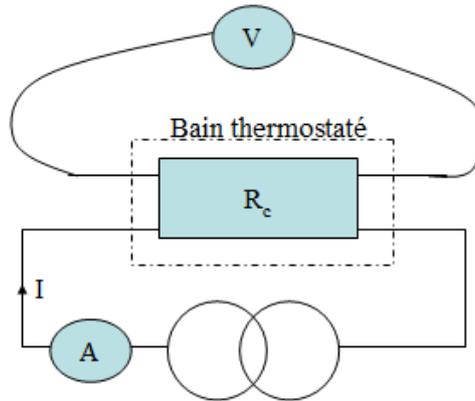


Figure 4: Schéma du montage à 4 fils.

B. Résistance en fonction de la température

Dans le cas du montage de la figure 4. Il suffit de mesurer le courant I parcourant la résistance et de mesurer la tension à ses bornes (incertitude à voir sur la doc des multimètres), et de répéter plusieurs fois ceci avec plusieurs couples de valeurs (U,I) pour ajuster avec la résistance. A une température ambiante, nous mesurons $R_c = (7,4 \pm 0,2)\Omega$. Cela nous donne, compte tenu de la relation $\sigma = \frac{L}{R_c S} = (17 \pm 2)MS/m$ ce qui est proche de la valeur tabulée (en ordre de grandeur). La conductivité électrique est donc très grande au regard d'autres systèmes. Nous réalisons l'ensemble des mesures pour différentes températures à l'aide d'un bain thermostaté entre 20 et 100 degrés celsius. La résistance électrique des conducteurs est connue pour augmenter lors d'une élévation de température. Dans cette gamme de température, la variation est linéaire. Nous ajustons avec une expression de la forme : $R_c = R_0(1 + \alpha(T - T_0))$ avec $T_0 = 273K$. La valeur tabulée du coefficient de Matthiessen est : $\alpha = 3,93.10^{-3}/K$. Nous obtenons un coefficient relativement proche :

$$\alpha_{exp} = (3,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} / K.$$

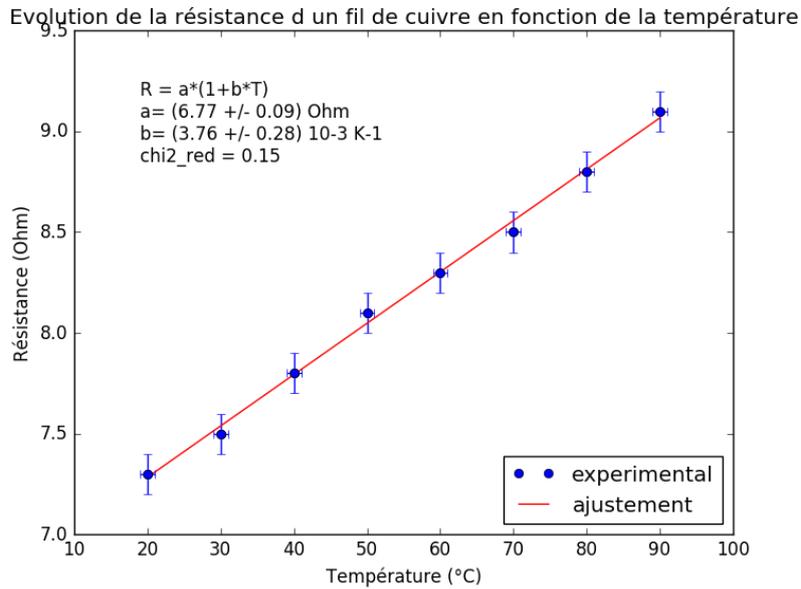


Figure 5:

Conductivité électrique (MS/m)

Aluminium	37
Cuivre	59
Étain	41.5
Fer	9.9
Plomb	4.8
Zinc	16.6
carbone	0.4
chêne	Pas beaucoup
polystyrène	$10^{(-26)}$
eau	$10^{(-11)}$

Figure 6: Valeurs tabulées de la conductivité électrique.

Remarque : Il faut que la mesure se fasse en régime continu pour établir l'expression de la conductivité utilisée. Sinon, il y a un effet de peau et les électrons de conduction se localisent en surface. Le modèle de Drude nous permet d'établir l'expression d'une conductivité complexe. En revanche, dans le cas d'une impédance complexe (capacité, inductance) il faut bien travailler en régime sinusoïdal.

III. Conductivité thermique de l'aluminium

A. Régime stationnaire

Nous réalisons le montage présenté sur la figure 7. Nous disposons d'un barreau de longueur $L = (42,0 \pm 0,2) \text{ cm}$ et de diamètre $d = (3 \pm 0,2) \text{ cm}$. Nous plongeons une extrémité du barreau de dans bain de glace régulièrement alimenté en eau et en glace (température d'équilibre de 0 degrés C). En haut du barreau nous alimentons deux résistances en parallèle avec une tension $U = 4.8 \text{ V}$ et une intensité $I = 4 \text{ A}$: c'est la source de chaleur par dissipation par effet Joule. Une fois le régime stationnaire établi, nous pouvons montrer que la température dans le barreau d'aluminium prend une forme linéaire : $T(x) = T_0 - \frac{\Delta T}{L} x$ où par la suite on note : $\frac{\Delta T}{L} = g$ le gradient de température approximativement constant (on néglige les pertes latérales car on a calorifugé le barreau).

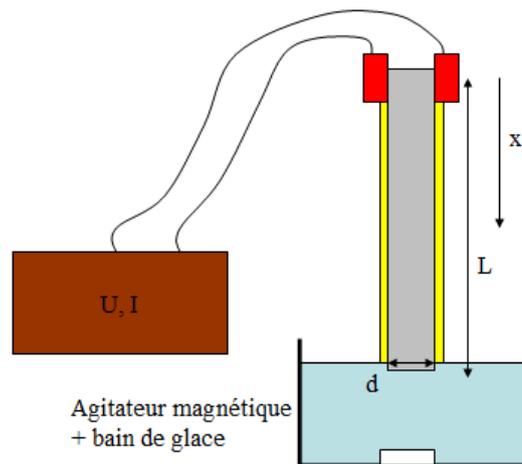


Figure 7: Schéma du système à étudier.

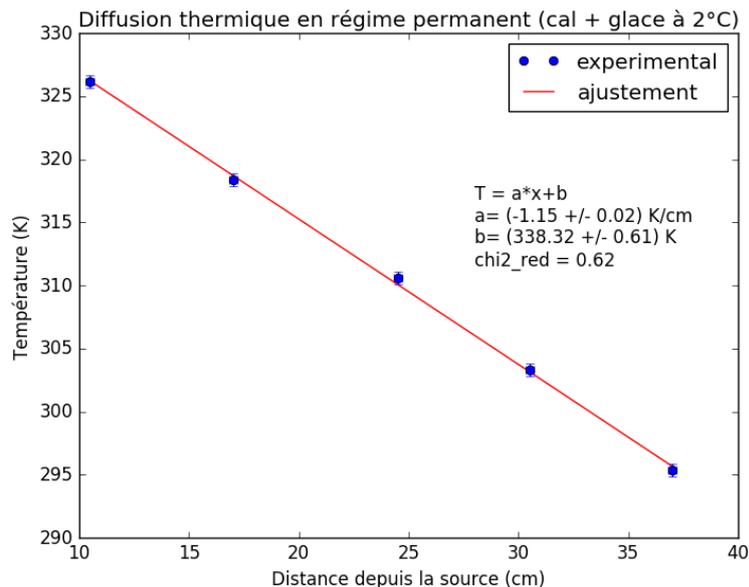


Figure 8:

On mesure à l'aide de thermocouples préalablement étalonnés la température du système en régime stationnaire en diverses positions. On trace ensuite $T = f(x)$ et on en déduit le gradient de

température qui règne au sein du barreau. Nous répétons plusieurs fois l'expérience pour réaliser une moyenne des résultats. Nous pouvons ensuite, à l'aide du gradient de température estimer une borne supérieure de la conductivité thermique. Pour cela, on estime que la puissance totale dissipée par effet Joule se propage en $x = 0$ dans le barreau et donc est égale au flux thermique. Nous avons donc : $P = UI = j_q \text{ in} S = \lambda g \pi \frac{d^2}{4}$. Cela nous permet d'estimer $\lambda = (200 \pm 40) W/K/m$ ce qui est proche de la valeur tabulée.

Un moyen de donner une borne inférieure à cette conductivité thermique est d'établir le régime stationnaire, de retirer tous les glaçons du bain et de mettre sous la barre (et dans le bain) un glaçon sec à 0 degrés Celsius de masse connue. On chronomètre le temps τ qu'il faut attendre pour faire fondre le glaçon. Un bilan d'énergie nous permet d'établir que : $\frac{m_{\text{glaçon}} L_{\text{fusion}}}{\tau} \approx j_q \text{ out} S$. Je n'ai pas encore réalisé cette expérience, et dans l'expression précédente, L_{fusion} est la chaleur massique de fusion du glaçon.

B. Régime dynamique

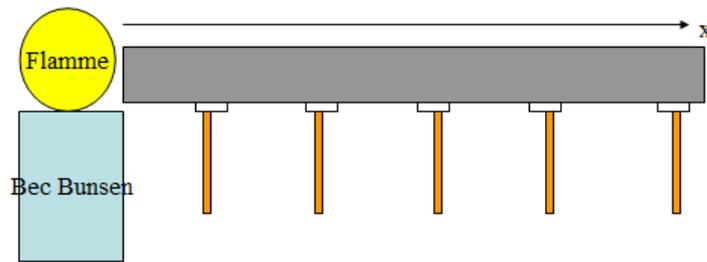


Figure 9: Schéma du système à étudier.

On réalise le montage proposé sur la figure 9. Un barreau d'aluminium de dimensions connus est recouvert de cire de bougie (fusion à 50 degrés Celsius) et on colle avec cette cire des clous à des distances x régulières d'un des bords du barreau. On allume un bec bunsen et on chauffe comme un taré une extrémité du barreau. Typiquement, le temps que la perturbation de température arrive à l'endroit x après un temps t est relié par le coefficient de diffusion thermique par : $x^2 \sim Dt$. Nous réalisons cette expérience en la chronométrant, sachant que nous relevons le temps à une précision de 3 à 5 secondes lorsque nous voyons le clou tomber par la fusion de la cire (le temps qu'il tombe dépend aussi de la quantité de cire). C'est aussi une expérience à réaliser plusieurs fois pour en faire une moyenne et en plus réalisable avec plusieurs métaux en même temps pour faire des rapports de conductivité (en effet, la convection ici étant identique dans tous les cas, les rapports des temps de fusion entre chaque barreau dépend uniquement de la conductivité).

Sur la figure 10 on trace $x^2 = f(t)$ et on en déduit D moyenné sur plusieurs essais. Sachant que $\lambda = D\rho c_m$, on obtient : $\lambda = (406 \pm 26) W/K/m$ ce qui représente un facteur 2 par rapport à la valeur tabulée. Cela peut s'expliquer aussi par le fait que la chaleur peut de transporter par l'air au niveau de la cire proche de la flamme, et qu'à longue distance les pertes par convection ne sont probablement plus négligeables.

CONCLUSION : Ici, nous avons vu que des métaux avaient de fortes valeurs de E , σ et λ . En fait on peut remarquer qu'en général un bon conducteur électrique est un bon conducteur thermique car les électrons libres assurent les fonctions de transport aussi bien d'électricité que de la thermique. En revanche la réciproque n'est pas vraie : un bon conducteur thermique n'est pas nécessairement un bon conducteur électrique (comme le diamant par exemple). Ceci est dû au fait que le transport

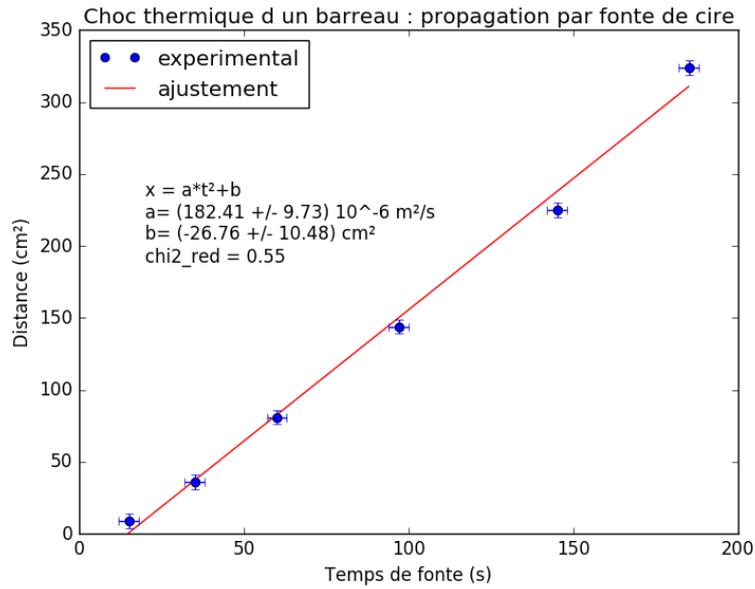


Figure 10:

Conductivité thermique (W/K/m)

Aluminium	237
Cuivre	390
Étain	66.6
Fer	80
Plomb	35
Zinc (laiton)	116 (125)
graphite	500 ou 2000
chêne	0.16
polystyrène	0.036
eau	0.36

Figure 11:

thermique peut aussi être assuré par les phonons se propageant dans le réseau cristallin. La rigidité des systèmes dépend de la cohésion (liaison covalente, métallique) du cristal.