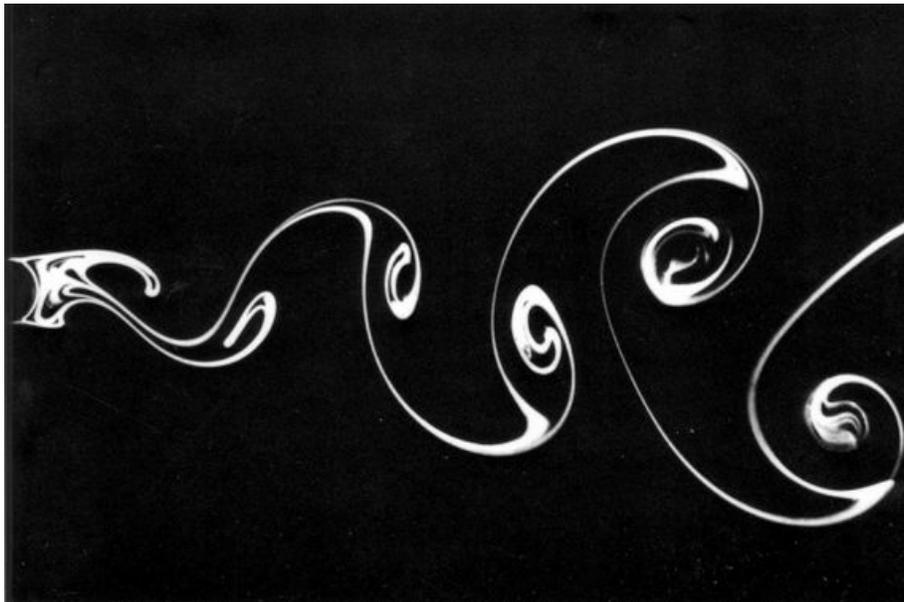


ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE LYON

PRÉPARATION À L'AGRÉGATION DE PHYSIQUE

Fascicules de TP

Divers



Préambule

Ce fascicule contient les énoncés des sept séances de travaux pratiques de mécanique, de mécanique des fluides et de thermodynamique. Il a pour but de vous aider à réaliser des expériences de base, que vous pourrez présenter lors de vos leçons et montages. Chaque TP contient de nombreuses expériences, et il sera difficile de toutes les réaliser au cours d'une seule séance. Les expériences dites de "seconde lecture" ne sont pas indispensables pour la première séance sur le sujet et vous pouvez donc les réaliser uniquement si vous avez le temps. Il sera possible de revenir dessus au cours des moments libres ou des séances de révisions plus tard dans l'année. Cependant, ce fascicule n'est pas exhaustif, et il est tout à fait possible (et même conseillé) de développer de nouvelles expériences au cours de l'année. Vous pouvez alors demander aux responsables, encadrants et techniciens des conseils si vous avez besoin pour concevoir et monter de nouvelles expériences pertinentes.

Une séance de TP se prépare à l'avance. Il faut arriver en séance de TP en sachant quelles expériences vous voulez réaliser, pourquoi vous la faite et avoir compris un minimum la théorie sous-jacente. À partir de cette année, le jour de l'oral vous aurez accès à internet (pages uniquement publiques sans mot de passe et accessibles par tous). Cela ne vous empêche en aucun cas de vous renseigner où il est possible de trouver ces expériences dans les livres et de porter un regard critique sur celles-ci. Ce fascicule est une base de travail mais les manipulations que vous allez présenter le jour J doivent être personnelles, abouties et réfléchies.

Ce fascicule est une sélection de manipulations non exhaustive qui peut aussi contenir quelques erreurs. Si vous avez des requêtes, ajouts ou correction de ce fascicule, vous pouvez contacter le responsable des TP, [jeremy.ferrand\[at\]ens-lyon.fr](mailto:jeremy.ferrand[at]ens-lyon.fr) (merci pour les futures promotions d'agrégatifs qui bénéficieront de ces ajouts). Enfin, je tiens à remercier Charles-Edouard Lecomte, Vincent De Zotti et Valentin Raban pour la rédaction de ce fascicule.

Bon travail à tous,

Jérémy Ferrand, responsable des TP de la préparation à l'agrégation de Physique

Table des matières

1. Mécanique newtonienne.	3
1. Mouvement de chute libre.	3
2. Mobiles autoporteurs sur coussin d'air	5
3. Pendule pesant et non-linéarité	7
4. Gyroscope	9
5. Expérience de Rüchardt (en seconde lecture).	12
2. Oscillateurs couplés et ondes mécaniques.	15
1. Pendules pesants couplés par un fil de torsion.	15
2. Système de masses couplées	17
3. Corde de Melde	19
4. Exemple de couplage non-linéaire : la synchronisation de métronomes (en seconde lecture)	21
3. Mécanique des fluides	22
1. Écoulements rampants	22
2. Écoulements parfaits à haut nombre de Reynolds	25
3. Convection thermique	29
4. Acoustique	30
1. Propagation libre du son	30
2. Propriétés ondulatoires du son	34
3. Impédance acoustique	36
5. Phénomènes de surface et capillarité	38
1. Contact entre deux solides.	38
2. Interface entre deux fluides et films de savon.	41
3. Contact à trois phases	42
4. Mesure de la tension de surface	44
5. Ondes capillaires à la surface d'un liquide.	46
6. Mesures de température	48
1. Échelles de température et capteurs thermométriques	48
2. Étude expérimentale de thermomètres primaires.	50
3. Thermomètre à résistance de Platine	54
4. Thermomètre d'usage courant	54
5. Mesures de températures à distance (en seconde lecture)	58
7. Transitions de phase	59
1. Transition liquide/gaz de SF ₆	59
2. Mesure de la chaleur latente de fusion de la glace par la méthode des mélanges	61
3. Mesure de la chaleur latente de vaporisation du diazote par la méthode électrique	61
4. Mesure de la résistance d'un supraconducteur (en seconde lecture).	62
5. Expériences qualitatives	62

Bibliographie

- ⚡ [Duffait CAPES] : R. DUFFAIT, *Expériences de physique - CAPES de sciences physiques*, Bréal (2011)
- ⚡ [Quaranta I] : L. QUARANTA, *Dictionnaire de physique expérimentale, Tome I : La mécanique*, Pierron (2002)
- ⚡ [Andreotti] : B. ANDREOTTI, Y. FORTERRE et O. POULIQUEN, *Les milieux granulaires : entre fluide et solide*, EDP Sciences (2011)
- ⚡ [BUP 867] : R. DUFFAIT, *Étude expérimentale des oscillateurs mécaniques*, BUP 867 p.1307 et suivantes
- ⚡ [Strelkhov] : S. STRELKHOV, *Mécanique*, Éditions de Moscou (1978)
- ⚡ [BUP 808] : A. DEIBER et J.P. DEIBER, *Aux confins de la mécanique et de la thermodynamique à travers l'expérience de Rüchardt*, BUP 808 p.1615 et suivantes (1998)
- ⚡ [BUP 837] : C. DE IZARRA et M. PENNANEAC'H, *L'expérience de Rüchardt et Rinkel*, BUP 837 p.1375 et suivantes (2001)

1 Mouvement de chute libre

1.1 Dynamique de la chute

⚡ [Duffait CAPES] p.241

Nous proposons ici d'étudier le mouvement de chute libre d'une bille dans le référentiel terrestre supposé galiléen. En notant v_0 la vitesse de la bille à l'instant $t = 0$, supposée verticale et dirigée vers le bas, et g l'accélération de la pesanteur :

$$z(t) = -\frac{1}{2}gt^2 - v_0t$$

Nous utiliserons ici le dispositif P78. 4, schématisé en figure 1.1. Il est composé d'une règle verticale sur laquelle il est possible de fixer des détecteurs optiques de passage P96. 27. Ces détecteurs optiques sont constitués d'une diode laser IR et d'un phototransistor. Lorsque le faisceau émis par la diode laser est coupé par un objet opaque, le phototransistor est dans l'état bloqué et la tension alors observée est de +5 V. Elle est de 0 V sinon (voir notice P96. 27). L'électroaimant placé au-dessus permet de maintenir la bille en hauteur.

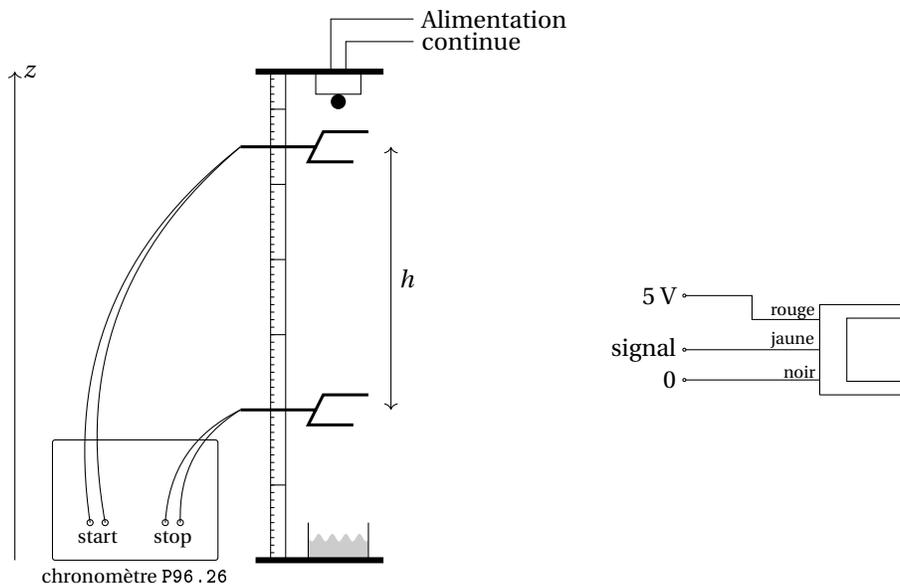


FIGURE 1.1 – À gauche, schéma du dispositif expérimental pour l'étude de la chute libre. À droite, branchement des fourches optiques Jeulin P96. 27.

Placer deux capteurs P96.27 sur la règle P78.4, le premier à environ 5 cm de l'électroaimant, et le second à une distance quelconque. Régler la verticalité de la règle à l'aide d'un fil à plomb P96.19. Avec une alimentation continue (P53.20 par exemple), délivrer 1 A dans la bobine. Placer un récipient avec de la mousse sous les capteurs pour récupérer la bille. Placer la bille en dessous de l'électroaimant.

Relier les fils Signal et Masse du premier capteur aux bornes Départ d'un chronocompteur P96.26, réglé sur Ouverture, et les fils du second capteur aux bornes Arrêt réglé sur Ouverture. Sélectionner le mode chrono. Relier les deux fils Alimentation aux bornes rouges 3,5 V.

Éteindre l'alimentation : la bille tombe. Noter le temps de chute correspondant. Pour différentes distances h entre les deux capteurs, relever les temps de chute t_c correspondants.

Tracer h en fonction de t_c : ajuster par une fonction $h = a * t_c^2 + b * t_c$. En déduire $g = 2a$.

Étude énergétique

Peser la bille de masse m avec une balance P97. Définir la vitesse $v = \text{diff}(h, t)$ sous Régressi, puis les énergies cinétique $E_c = 0.5 * m * v * v$, potentielle $E_p = -m * g * h$ et mécanique $E_m = E_c + E_p$ (la masse intervient de la même façon pour E_c et E_p , sa valeur n'est pas cruciale).

L'énergie potentielle est définie à une constante additive près. On observe que l'énergie mécanique est constante : l'énergie potentielle décroît tandis que l'énergie cinétique croît.

REMARQUE : Il est possible d'étudier le mouvement de chute libre autrement :

- par l'étude de la chute d'une règle transparente présentant des traits opaques équidistants qui tombe devant une fourche optique. Cela permet d'obtenir la courbe $z(t)$ en une seule acquisition, moyennant un traitement un peu plus complexe. Mais la trajectoire de la règle est un peu capricieuse. On pourra lire [Duffait CAPES] p.242.
- Par l'étude d'une vidéo de chute libre (avec une trajectoire rectiligne ou parabolique) et pointage de la position sur Cineris ou Latis-Pro. On pourra lire [Duffait CAPES] p.245.

1.2 Étude du rebond d'une balle sur un substrat solide (en seconde lecture)

↗ [Duffait CAPES] p.241, [Andreotti] p.29

Lorsque qu'une balle rebondit sur le sol, elle perd une partie de son énergie cinétique. L'origine de cette perte d'énergie est multiple : déformation plastique, viscoélasticité, élévation de température locale, etc. et dépend de nombreux facteurs : matière, forme de la balle, type de sol, vitesse d'impact. En première approximation, on peut supposer que l'énergie perdue ne dépend pas de la vitesse. Ainsi, si la vitesse avant l'impact est v_0 , la vitesse après l'impact sera $e v_0$. e est nommé coefficient de restitution. Plus il est proche de 1, plus le choc est élastique, c'est-à-dire sans perte d'énergie.

Juste après le $i^{\text{ème}}$ impact, la vitesse sera $v_0 e^i$. Le temps de vol après le $i^{\text{ème}}$ choc est

$$\Delta t_i = t_{i+1} - t_i = \frac{2v_i}{g} = \frac{2v_0}{g} e^i$$

Dans le cadre de ce modèle, la balle rebondit pendant un temps fini égal à :

$$T = \frac{2v_0}{g} \frac{1}{1-e}$$

On va enregistrer le son émis lors de l'impact de la balle sur le sol, ainsi on pourra remonter aux différents temps d'impacts t_i . L'expérience est schématisée en figure 1.2.

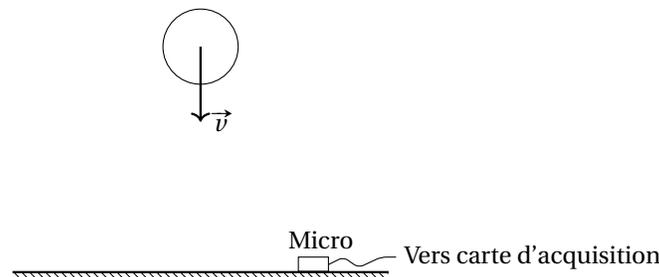


FIGURE 1.2 – Expérience de rebond d'une balle sur un substrat solide.

Placer un micro sur le sol, et le brancher sur la carte d'acquisition. Faire l'acquisition du signal sur Latis-Pro (avec le plus petit calibre). Lâcher une balle de ping-pong (P106.44 par exemple) d'environ 1 mètre de haut en prenant garde à ne pas lui donner de mouvement de rotation. Repérer les pics sur Latis-Pro et entrer les différents temps t_i sur Régressi. Calculer $\Delta t_i = t_{i+1} - t_i$ et représenter $\ln \Delta t_i$ en fonction de i .

On attend une droite affine de pente $\ln e$. En déduire e .

Répéter le protocole sur un sol en bois et comparer la valeur de e obtenue.

2 Mobiles autoporteurs sur coussin d'air

✎ [Duffait CAPES] p.233, [Quaranta I] à « Force centrale »

2.1 Description

Les mobiles autoporteurs sont constitués de petites pompes à air qui leurs permettent de se maintenir en sustentation pneumatique au-dessus d'une table. Le frottement des mobiles est alors fortement réduit, ce qui nous permet de les considérer comme des systèmes pseudo-isolés.

Le générateur d'impulsion sous les mobiles peut produire des étincelles à intervalle régulier, ce qui marque la feuille de papier placée sur la table, et permet de suivre la trajectoire des mobiles au cours du temps. L'étincelle ne se produit que si les deux mobiles se trouvent sur la table, car il faut fermer le circuit électrique.

L'alimentation des mobiles est assurée par des câbles, il faut essayer de ne pas trop les emmêler au cours des expériences, sinon ils risquent de dévier les mobiles de leurs trajectoires.

2.2 Mouvement rectiligne uniforme

Commencer par vérifier l'horizontalité de la table P81.11 à l'aide d'un niveau P96. Ajuster la hauteur des pieds si besoin. Placer une feuille de papier A2 neuve sur la table, puis déposer les mobiles P81.5 par-dessus.

Relier les mobiles au générateur d'impulsions P81.6 à l'aide des câbles adaptés. Régler la période des impulsions sur 40 ms, la sélection d'enregistrement en position haute, et l'intensité de marquage sur TP.

Allumer la pompe de l'un des mobiles, puis lancer-le dans un mouvement rectiligne (le second mobile doit également être sur la table). Maintenir appuyé le bouton commande impulsions au cours du déplacement pour marquer le verso de la feuille.f

⚠ Attention à ne pas toucher ni la table ni les mobiles pendant les impulsions Haute Tension !

Retourner la feuille de papier et observer que le mouvement du mobile est bien rectiligne uniforme. On pourra mesurer à la règle la distance entre les marques au début et à la fin du mouvement pour vérifier que l'atténuation de la vitesse, et donc les frottements, sont négligeables.

2.3 Mouvement à force centrale

Un mouvement à force centrale permet d'illustrer la loi des aires. Le moment cinétique du mobile est conservé au cours d'un tel mouvement, il vaut :

$$L = mr^2\dot{\theta} = mC$$

avec m la masse du mobile et C la constante des aires.

Loi des aires

Relier les axes centraux des deux mobiles par un ressort à spires non-jointives (celui présent dans la mallette P81.5 par exemple), pour cela on peut faire passer les câbles d'alimentations des mobiles dans les extrémités du ressort.

Placer l'un des mobiles au centre de la table, sans activer sa pompe. Activer la pompe du second mobile et lui donner un mouvement de rotation autour du premier mobile. Maintenir le bouton commande impulsions pour marquer la trajectoire. Si besoin, on pourra maintenir le mobile fixe à la main pour éviter qu'il ne bouge. Il faut également éviter que le ressort se torde au cours de l'expérience, il doit rester rectiligne.

L'aire A balayée par le vecteur position \vec{r} du mobile par unité de temps est constante et vaut :

$$\frac{dA}{dt} = \frac{r^2\dot{\theta}}{2} = \frac{C}{2}$$

Ce résultat constitue la loi des aires, c'est la deuxième loi de Kepler.

Déposer la feuille de papier sur une surface plane et prendre le marquage en photo (à l'aide de l'appareil P15.39 par exemple, il faut le demander aux techniciens). Il faut essayer d'être le plus horizontal possible en prenant la photo pour réduire les effets de parallaxe. Poser une règle graduée sur la feuille pour obtenir l'échelle (elle doit être orientée suivant l'axe horizontal ou vertical pour le traitement sous Latis-Pro, mais pas en diagonale).

Transférer la photo sur un ordinateur (par intermédiaire de la carte SD ou d'un câble USB), puis réaliser l'analyse avec Latis-Pro (Édition/Analyse de séquences vidéos). Sélectionner la photo dans Fichiers, indiquer la période entre 2 impulsions, appuyer sur le symbole $\boxed{>}$ pour afficher la photo, sélectionner la marque réalisée par le mobile fixe comme origine et indiquer l'étalon avec la règle graduée.

Sélectionner manuellement les positions du second mobile, puis les transférer vers des vecteurs (les positions apparaissent sous les noms Mouvement X et Mouvement Y).

À partir des coordonnées cartésiennes $\{x,y\}$ du mobile, en déduire ses coordonnées polaires $\{r,\theta\}$, puis sa vitesse angulaire $\dot{\theta}$, et enfin l'aire balayée par unité de temps $\frac{dA}{dt}$.

Pour cela, on pourra rentrer ces quelques lignes dans la Feuille de Calculs de Latis-Pro :

- $r = \text{Sqrt}((\text{Mouvement X})^2 + (\text{Mouvement Y})^2)$
- $\theta = \text{ArcTan}(\text{Mouvement Y} / \text{Mouvement X})$
- $d\theta/dt = \text{Deriv}(\theta; \text{Temps})$
- $dAdt = r^2 * d\theta/dt / 2$

Représenter $\frac{dA}{dt}$ au cours du temps, elle est à peu près constante. En déduire la constante des aires C .

Étude énergétique (en seconde lecture) L'énergie mécanique est conservée au cours d'un mouvement à force centrale, elle s'exprime :

$$E_m = E_c + E_p = \frac{1}{2} m \left(\dot{r}^2 + \frac{C^2}{r^2} \right) + \frac{1}{2} k(r - l_0)^2$$

avec k la constante du ressort et l_0 sa longueur à vide.

Mesurer les caractéristiques k et l_0 du ressort, puis représenter l'énergie mécanique au cours du temps et montrer qu'elle se conserve.

2.4 Chocs entre mobiles

Choc élastique

Retirer le ressort qui relie les deux mobiles. Lester l'un d'eux avec une bague P81.5/1-B, puis fixer une bague à ressort P81.5/1-D sur chacun des mobiles. Peser les mobiles avec une balance P97, on notera leurs masses m_1 et m_2 .

Allumer les pompes, puis lancer les mobiles de manière à provoquer une collision latérale avec un grand angle entre eux vers le milieu de la feuille (attention à ne pas provoquer une collision frontale ou trop violente qui endommagerait les bagues !). Maintenir le bouton commande impulsions pour marquer la trajectoire avant, pendant et après le choc. Prendre une photo de la feuille de papier et réaliser le même traitement informatique que précédemment pour remonter aux coordonnées cartésiennes $\{x_1, y_1\}$ et $\{x_2, y_2\}$ des mobiles au cours du temps. En déduire leurs vitesses respectives v_1 et v_2 .

La quantité de mouvement du système constitué des deux mobiles est conservée au cours du temps. Son centre d'inertie a alors un mouvement rectiligne uniforme, il est défini tel que :

$$\overrightarrow{OG} = \frac{m_1 \overrightarrow{OM_1} + m_2 \overrightarrow{OM_2}}{m_1 + m_2}$$

Calculer la position $\{x_I, y_I\}$ du centre d'inertie au cours du temps à l'aide de la Feuille de Calculs de Latis-Pro. En déduire sa vitesse, puis montrer que sa trajectoire est rectiligne uniforme.

En considérant que la collision est parfaitement élastique, l'énergie totale du système est conservée. Elle est la somme des énergies cinétiques respectives des mobiles et de l'énergie potentielle élastique emmagasinée dans les ressorts des bagues (au moment de la collision, une partie de l'énergie cinétique est transitoirement convertie sous forme d'énergie potentielle).

Représenter l'évolution des énergies cinétiques des mobiles au cours du temps, puis conclure sur la conservation de l'énergie totale du système.

En pratique, le choc n'étant pas parfaitement élastique, une partie de l'énergie totale du système est dissipée au cours de celui-ci.

Choc inélastique (en seconde lecture) Il est possible de réaliser la même expérience que précédemment en plaçant des bagues adhésifs Velcro autour des mobiles. Les mobiles restant liés après le choc, il ne peut pas être considéré comme élastique. On observe alors que la quantité de mouvement du système se conserve, mais pas son énergie cinétique.

3 Pendule pesant et non-linéarité

☞ [FLTCLD] p.478, [BUP 867]

3.1 Mise en équation du pendule pesant

Considérons un pendule équilibré constitué d'une tige métallique de moment d'inertie J_0 fixé en son centre à un axe de rotation. On fixe une masselotte de masse M à une distance L de l'axe de rotation, et on note θ l'angle du pendule avec la verticale, comme représenté en figure 1.3.

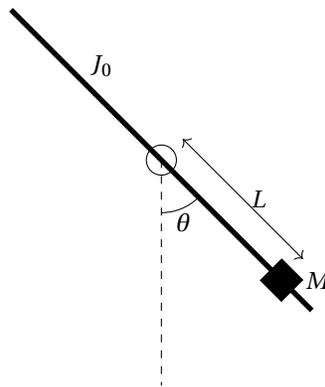


FIGURE 1.3 – Principe du pendule pesant grand angle.

Le théorème du moment cinétique s'écrit :

$$(J_0 + ML^2)\ddot{\theta} + MgL \sin \theta = 0$$

Soit :

$$\ddot{\theta} + \omega_0^2 \sin \theta = 0$$

avec $\omega_0 = \sqrt{\frac{MgL}{J_0 + ML^2}}$ la pulsation propre.

L'énergie mécanique du pendule se conserve au cours du temps, elle s'exprime :

$$E_m = E_c + E_p = \frac{1}{2} (J_0 + ML^2) \dot{\theta}^2 + MgL(1 - \cos \theta)$$

REMARQUE : les variables utilisées dans [FLTCLD] pour décrire le système sont différentes : m est la masse totale du pendule, J est le moment d'inertie total du pendule, et l représente la distance du barycentre des masses à l'axe de rotation. L'équation obtenue est équivalente.

Cas des petites amplitudes Pour des petits angles, l'équation différentielle se linéarise :

$$\ddot{\theta} + \omega_0^2 \theta = 0$$

On obtient alors une période indépendante de l'amplitude des oscillations (c'est l'isochronisme des petites oscillations) :

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{J_0 + ML^2}{MgL}}$$

Cas des grandes amplitudes On peut montrer que pour des amplitudes θ_m allant jusqu'à 60° , la période vérifie la formule de Borda :

$$T \approx T_0 \left(1 + \frac{1}{16} \theta_m^2 + \frac{11}{3072} \theta_m^4 \right)$$

Un développement du terme non-linéaire de l'équation permet également de montrer l'enrichissement spectral du système (voir [FLTCLD] p.481 pour plus de détails). On notera en particulier l'apparition d'une composante de pulsation 3ω aux grandes amplitudes, en plus de la composante fondamentale de pulsation ω .

3.2 Calibration du pendule

Le pendule grand angle P79.14 est équipé d'un potentiomètre et d'un circuit amplificateur dont la tension en sortie U est proportionnelle à l'angle θ du pendule.

Relier le potentiomètre du pendule P79.14 à son boîtier « Pendule mécanique grand angle », et l'alimenter par un boîtier P42.39. Mesurer la tension U en sortie du boîtier avec un voltmètre en mode continu.

Régler le gain sur 1 environ, n'activer pas le filtre passe-bas, et régler le zéro afin que la position $\theta \approx 0^\circ$ corresponde à une tension quasi-nulle. Il apparaît alors une discontinuité dans la tension pour θ proche de 180° (si ce n'est pas le cas, faire un demi-tour avec la tige).

Pour différents angles θ (tous les 10° par exemple) mesurés avec le rapporteur en papier, mesurer la tension U en sortie, puis réaliser une régression affine dans la gamme de réponse linéaire afin de remonter aux coefficients entre ces paramètres.

On remarque que la tension U évolue linéairement avec l'angle θ sur une large gamme (jusqu'à $\pm 120^\circ$ au moins).

3.3 Étude aux petits angles

Une étude des petites oscillations va nous permettre de remonter au moment d'inertie J_0 de la tige.

Accrocher une masse sur la tige du pendule (la masselotte P79.14 de masse $m \approx 149$ g par exemple). Pour différentes distances L par rapport à l'axe de rotation, lancer le pendule avec une amplitude faible (15° maximum) pour rester dans l'approximation des petits angles, puis mesurer la pulsation ω_0 des oscillations avec un oscilloscope en mode Défilement.

Tracer $\frac{MgL}{\omega_0^2}$ en fonction de L^2 et remonter à l'ordonnée à l'origine J_0 par régression linéaire.

On obtient $J_0 \approx 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^2$, en accord avec la valeur indiquée sur la notice.

3.4 Étude aux grands angles

Nous allons utiliser les dissipations énergétiques du pendule afin de balayer toutes les amplitudes d'oscillations au cours d'une même acquisition.

Fixer la masselotte à une distance $L = 20$ cm par exemple, et laisser le système évoluer à partir d'une amplitude initiale importante (120° par exemple). Acquérir la tension sur Latis-Pro pendant plusieurs minutes, avec une période d'échantillonnage de 10 ms, jusqu'à l'arrêt des oscillations.

Convertir la tension U en angle θ (en radian) avec la Feuille de Calculs en utilisant l'étalonnage précédent.

Formule de Borda Pour tracer l'évolution de la période en fonction de l'amplitude d'oscillations, nous allons réaliser un traitement de quelques lignes permettant de repérer les positions des maxima de $\theta(t)$ et de mesurer les périodes d'oscillations correspondantes. Le programme est extrait de [BUP 867] p.1320, mais adapté pour le logiciel Latis-Pro.

Avec la Feuille de Calcul de Latis-Pro :

- lisser la courbe et la centrer autour de zéro : `thetaL = Lissage(theta) - Moy(theta)`
- détecter l'enveloppe des amplitudes d'oscillations, c'est-à-dire les maxima locaux supérieurs à 0,1 radian par exemple : `Env = CreteMaxi(thetaL;0.1)`
- repérer les temps de passage par zéro : `Tpas = Seuil(thetaL;0;1)`
- créer un vecteur rampe pour dériver les variables : `n = Rampe(1;10000;10000)`
- calculer la période entre deux passages par zéro en dérivant : `Tper = Deriv(Tpas;n)`

Représenter la période T_{per} en fonction de l'amplitude des oscillations Env , puis réaliser une modélisation de la forme $T_{per} = T_0 * (1 + a * Env^2 + b * Env^4)$ en faisant glisser la fonction tracée. Il faut parfois aider la modélisation à converger en donnant des valeurs pour les coefficients proches de ceux attendus.

On retrouve la période T_0 des petites oscillations, et des valeurs pour les coefficients a et b proches de la formule de Borda (en particulier si on se restreint aux plus petits angles).

Étude énergétique et dissipation À partir de cette acquisition, il est aussi possible de représenter l'évolution des énergies cinétique et potentielle au cours de l'expérience, et de caractériser la dissipation.

Calculer l'énergie cinétique E_c , l'énergie potentielle E_p et l'énergie mécanique E_m du pendule, puis représenter-les en fonction du temps pour observer les échanges énergétiques au cours d'une oscillation. On observe également la décroissance lente de l'énergie mécanique au cours du temps.

Représenter l'enveloppe des oscillations au cours du temps (fonction Env calculée précédemment). On peut généralement la modéliser par une exponentielle décroissante, et en déduire l'ordre de grandeur du coefficient de frottement fluide.

La décroissance exponentielle des oscillations est caractéristique des frottements fluides, qui sont donc le principal phénomène dissipatif que subit le pendule.

Portrait de phase Nous allons représenter le portrait de phase du système dans l'espace $\{\theta, \dot{\theta}\}$.

Représenter le portrait de phase $\dot{\theta} = f(\theta)$ de l'expérience. On peut représenter cette courbe pour quelques oscillations seulement à différents instants de l'expérience pour bien observer son évolution.

Pour les petites amplitudes, la trajectoire dans l'espace des phases est proche d'une ellipse. Elle se déforme pour des amplitudes plus importantes. D'un point de vue global, la trajectoire n'est pas constituée d'ellipses mais d'une spirale qui converge progressivement vers le centre, à cause des frottements que subit le système.

Enrichissement spectral

Calculer la FFT du signal sur une période de quelques oscillations (Sélection de périodes/Manuelle) dans le cas de petites amplitudes, puis pour des amplitudes importantes.

Lorsque l'amplitude des oscillations est importante, on voit l'apparition d'une composante de pulsation 3ω dans le spectre, en plus de la composante fondamentale de pulsation ω . Elle n'apparaît pas pour des petites oscillations.

3.5 Pendule double-puits (en seconde lecture)

Le pendule pesant étudié précédemment présente un puits de potentiel unique en $\theta = 0^\circ$, c'est-à-dire une seule position d'équilibre stable. En plaçant des aimants de part et d'autre de cette position, il est possible de rendre cet équilibre instable et de former ainsi un pendule avec deux puits de potentiel. Une étude est proposée dans [FLTCLD] p.487.

4 Gyroscope

☛ [Strelkhov] p.253-258, [Quaranta I] à « Gyroscope »

L'objectif de cette partie est de mettre en évidence certaines propriétés du mouvement gyroscopique principalement dans le cadre de ce qui est communément appelé "l'approximation gyroscopique". On s'intéressera dans un premier temps au gyroscope équilibré puis déséquilibré.

4.1 Présentation du gyroscope

Le gyroscope utilisé est appelé "gyroscope à la Cardan" car le rotor est supporté par deux cadres qui l'entourent par l'extérieur. Le centre de gravité du rotor est fixe et coïncide avec le centre de rotation. Cela lui assure trois degrés de liberté de rotation. L'évolution du rotor dans l'espace est généralement repérée par trois angles appelés angles d'Euler et indiqués sur la figure 1.4 :

- la rotation propre ϕ autour de l'axe (XX') ,
- la nutation θ autour de l'axe (YY') ,
- la précession ψ autour de l'axe (ZZ') .

On utilisera le gyroscope P80. 11 que l'on peut lancer avec la manivelle fournie dans sa boîte.

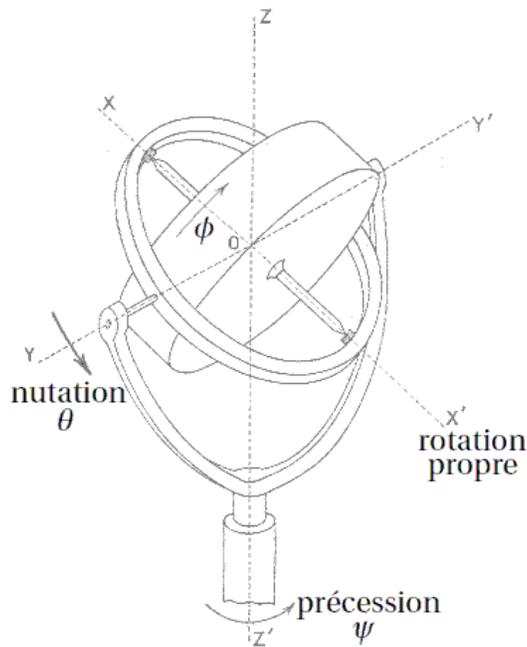


FIGURE 1.4 – Définition des angles de rotation propre, de précession et de nutation.

4.2 Étude du gyroscope libre et équilibré

4.2.1 Réalisation de l'équilibrage

A priori, les trois axes de rotation se coupent en un seul point qui coïncide avec le centre de gravité du système total. Dans ce cadre, le gyroscope est dit équilibré et ne peut effectuer de mouvement pendulaire. Il est important de bien vérifier cette condition pour la suite des opérations.

Lancer le gyroscope P80.11 avec la manivelle et vérifier qu'il n'effectue pas d'autres mouvements (nutation ou précession). Si c'est le cas, vous pouvez procéder à de faibles rectifications de la position du centre de gravité en déplaçant les deux masses situées sur l'axe de rotation propre.

Lancer le gyroscope équilibré, puis changer la direction et l'orientation du support métallique en déplaçant l'ensemble. Son moment cinétique reste constant et garde une direction fixe bien visible.

4.2.2 Détermination des moments d'inertie

La dynamique d'un corps en rotation est fortement déterminée par la valeur de ses moments d'inertie. On se propose de mesurer les moments d'inertie principaux A , B et C autour des axes de nutation, de précession et de rotation propre. On est dans le cas où $A = B$.

Laisser le gyroscope au repos. Placer une masselotte de masse m_1 (dans la boîte) à une distance a_1 connue du centre de gravité O du gyroscope sur un axe choisi pour que le déséquilibre crée une oscillation de rotation propre autour de (XX') . Mesurer la période des oscillations T_1 au chronomètre. Créer de même une oscillation de nutation autour de (YY') en plaçant une masselotte de masse m_2 à une distance a_2 connue du centre de gravité O du gyroscope. Mesurer de même la période T_2 des oscillations.

Les périodes de ces oscillations sont données par :

$$T_1 = 2\pi\sqrt{\frac{C + m_1 a_1^2}{m_1 g a_1}} \quad \text{et} \quad T_2 = 2\pi\sqrt{\frac{A + m_2 a_2^2}{m_2 g a_2}}$$

En déduire les valeurs de C et A . On attend $C \approx 5,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^2$ et $A \approx 3,7 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^2$.

4.2.3 Modes de la nutation et de la précession

On se place dans le cadre de l'approximation gyroscopique, soit $\dot{\phi} \gg \dot{\theta}$ et $\dot{\phi} \gg \dot{\psi}$. Cela revient à considérer que la rotation propre autour de l'axe OZ est la rotation prédominante. On peut montrer que les angles ψ et θ suivent des évolutions de la forme :

$$\begin{cases} \theta(t) = K + \frac{\lambda}{\omega} \sin(\omega t + \delta) \\ \psi(t) = K' - \frac{\lambda}{(\omega \sin \theta_0)} \cos(\omega t + \delta) \end{cases}$$

où K , K' et λ sont des constantes dépendant des conditions initiales et $\omega = C\dot{\phi}_0/A$. Le gyroscope libre et équilibré, dans le cadre de l'approximation gyroscopique, possède trois propriétés intéressantes :

- La rotation propre $\dot{\phi}$ reste constante.
- La nutation et la précession subissent des oscillations de faible amplitude à la pulsation $\omega = C\dot{\phi}_0/A$.
- La nutation et la précession suivent des évolutions entièrement couplées.

On va déterminer expérimentalement la pulsation d'oscillation ω du gyroscope libre et équilibré. Pour cela, on suit l'évolution temporelle de l'angle de précession $\psi(t)$ à l'aide d'un miroir réfléchissant fixé sur le cadre extérieur. Le mouvement de précession du gyroscope équilibré est ensuite enregistré avec une diode à effet latéral. La tension délivrée en sortie du boîtier de conditionnement est reliée linéairement à la position de la tache laser. Le dispositif est schématisé sur la figure 1.5.

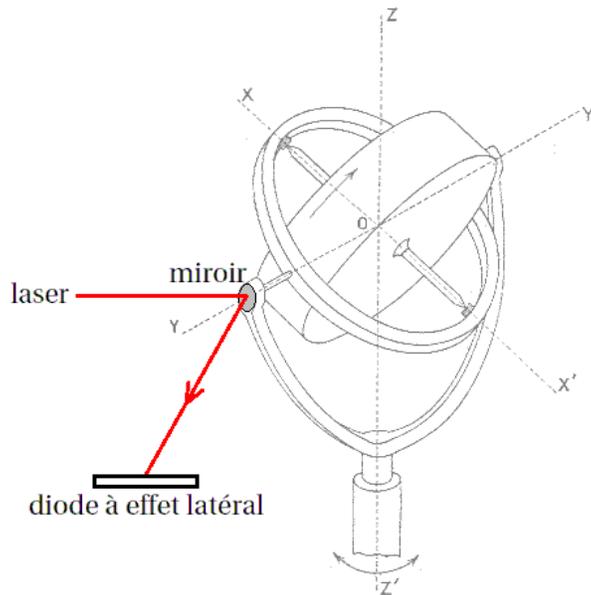


FIGURE 1.5 – Mesure de la période d'oscillation de précession du gyroscope équilibré.

Lancer le gyroscope à l'aide de la manivelle d'entraînement et mesurer sa vitesse de rotation avec le tachymètre P96.2 (mesure optique : appuyer sur le bouton noir sur le côté du tachymètre et pointer la lumière sur le ruban bleu). À cause des frottements, cette vitesse diminue de façon significative avec le temps. Penser à mesurer cette vitesse régulièrement. Lui donner ensuite une légère impulsion en nutation (par un petit coup sec sur le cadre noir). Le gyroscope acquiert un mouvement oscillatoire de précession et de nutation qui s'atténuent assez vite à cause des frottements.

Avec un laser (P5.13 par exemple), éclairer le miroir fixé sur le cadre extérieur (attention aux réflexions parasites). Placer une diode à effet latéral P18.1 sur la course du rayon réfléchi (assez loin pour avoir le maximum d'amplitude). Régler le gain de façon à détecter correctement la position de la tache laser. Donner une impulsion en nutation et observer la tension en sortie du boîtier de conditionnement à l'oscilloscope. En déduire la période des oscillations.

Réaliser la mesure pour différentes vitesses de rotation propres $\dot{\phi}_0$. Tracer ω en fonction de $\dot{\phi}_0$.

On attend $\omega = C\dot{\phi}_0/A$. Les frottements qui opèrent aux niveaux des différentes liaisons du gyroscope entraînent une diminution bien visible de l'amplitude de θ et ψ . On peut vérifier que la décroissance des oscillations est grossièrement linéaire.

On va maintenant mettre qualitativement en évidence le couplage nutation-précession, les angles oscillent avec la même pulsation ω . D'après les équations, $\theta(t)$ et $\psi(t)$ suivent l'équation :

$$\frac{(\psi(t) - K')^2}{[\lambda/(\omega \sin \theta_0)]^2} + \frac{(\theta(t) - K)^2}{(\lambda/\omega)^2} = 1$$

qui est celle d'une ellipse.

Pour vérifier cette propriété, reprendre le montage précédent en utilisant le deuxième miroir situé sur le cadre (noir) intérieur du gyroscope et qui subit les mouvements de nutation et de précession, mais pas de rotation propre. Remplacer la diode par un simple écran dont on vérifiera grossièrement l'orthogonalité avec le faisceau laser. Donner une impulsion de nutation au gyroscope : on observe une ellipse sur l'écran dont l'excentricité dépend de l'angle moyen de nutation (lorsque l'axe (XX') est horizontal, on observe un cercle).

4.3 Précession du gyroscope déséquilibré

Si on dépose une masse sur le cadre noir, on observe que le gyroscope acquiert un mouvement de précession à une vitesse angulaire constante. On peut montrer que dans le cadre de l'approximation gyroscopique, en supposant que θ varie peu autour d'une valeur moyenne, l'évolution de la nutation θ et la vitesse de précession $\dot{\psi}$ est régie par l'équation :

$$\left\{ \begin{array}{l} \ddot{\theta} + \left(\frac{C\dot{\phi}_0}{A} \right)^2 \theta \mp \frac{mga}{A} \sin \theta = -\frac{C\dot{\phi}_0}{A} K \\ \dot{\psi} \sin \theta = \frac{C\dot{\phi}_0}{A} \theta + K \end{array} \right.$$

En supposant que θ varie peu autour d'une valeur moyenne, la nutation θ et la vitesse de précession $\dot{\psi}$ oscillent autour d'une valeur constante avec une pulsation ω' légèrement différente de ω trouvée pour le gyroscope équilibré. Si aucune impulsion extérieure ne vient exciter la nutation, le gyroscope précesse avec une vitesse angulaire constante égale à $\frac{mga}{C\dot{\phi}_0}$.

Placer une masse connue m P97 sur le cadre noir (distance a du centre de gravité du gyroscope). Mesurer le temps nécessaire au gyroscope pour précesser d'un tour complet. Vous pouvez le faire rapidement au chronomètre ou utiliser un faisceau laser qui sera coupé périodiquement par le cadre du gyroscope. Relever simultanément la valeur de la vitesse de rotation propre au tachymètre P96.2.

Autres manipulations possibles

- ▷ On peut observer de façon équivalente la nutation du gyroscope lorsque l'on exerce une force sur le cadre gris.
- ▷ On peut observer la précession d'une toupie (P80.18 est pratique) lorsque celle-ci est inclinée par rapport à la verticale.

5 Expérience de Rüchardt (en seconde lecture)

☞ [BUP 837], [BUP 808], Notice du tube de précision P104.41

5.1 Description

L'expérience de Rüchardt est un exemple d'oscillateur mécanique basé sur l'élasticité des gaz, elle est schématisée en figure 1.6. Un tube en verre de longueur L et de section S est inséré dans un récipient de grand volume V_0 . Une masse m est présente dans le tube, sa dimension est ajustée à celle du tube afin d'isoler l'air contenu dans le récipient, tout en réduisant au maximum les frottements sur les parois. Lorsque la masse est lâchée en haut du tube, elle se met à osciller dans celui-ci. L'embouchure en bas du récipient est reliée à une petite pompe manuelle et à un manomètre, lui-même relié à un oscilloscope.

On note P_i la pression dans le récipient et dans le tube, P_a la pression atmosphérique et z l'altitude de la masse orientée sur un axe descendant. La masse qui chute à partir de la position $z = 0$ est soumise à son poids et à la force élastique due à la différence de pression. Le principe fondamental de la dynamique s'écrit :

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = mg - (P_i - P_a)S$$

En considérant l'enceinte adiabatique pour la durée de l'expérience, la loi de Laplace s'écrit :

$$P_a(V_0 + LS)^\gamma = P_i(V_0 + (L - z)S)^\gamma$$

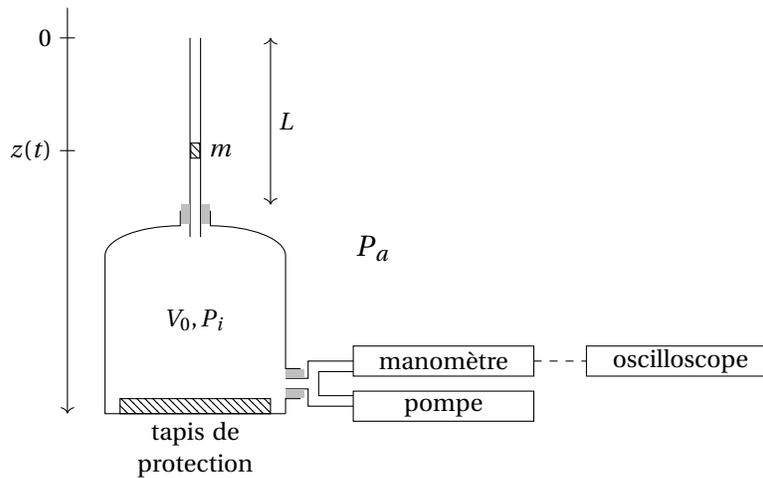


FIGURE 1.6 – Principe de l'expérience de Rüchardt.

On considère de plus que le volume du tube est petit devant celui du récipient, soit $LS \ll V_0$. En développant la loi de Laplace au premier ordre en $\frac{zS}{V_0}$, on obtient :

$$P_i \approx P_a \left(1 + \frac{\gamma z S}{V_0} \right)$$

L'équation du mouvement s'écrit alors :

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} + \frac{P_a S^2 \gamma}{V_0} z = mg$$

La masse réalise des oscillations harmoniques à la période :

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{m V_0}{P_a S^2 \gamma}}$$

La mesure de cette période permet de remonter au rapport des chaleurs spécifiques $\gamma = \frac{C_P}{C_V}$, c'est la méthode de Rückardt.

Il est également possible de remonter à γ à partir de l'amplitude des oscillations, c'est la méthode de Rinkel. Mais le résultat obtenu n'est jamais très concluant, en particulier à cause des frottements et de l'hypothèse d'adiabaticité qui n'est pas forcément vérifiée (nous vous renvoyons à la lecture de [BUP 808] pour plus de détails).

5.2 Réalisation expérimentale

Réaliser l'expérience de Rüchardt schématisée sur la figure 1.6. On utilisera le récipient P104.42, au-dessus duquel on place le tube en verre P104.41 à l'aide d'un bouchon troué. Le tube doit être bien vertical pour réduire les frottements de la masse.

Relier le bas du récipient à un manomètre Jeulin P96.55 et à une pompe manuelle P104.43, par l'intermédiaire d'un bouchon troué et de tuyaux (rangés dans la boîte P104.43). Allumer le manomètre et afficher la tension à ses bornes sur un oscilloscope en mode Défilement.

- Le tube en verre et sa masse coulissante sont fragiles, il faut les manipuler avec précaution. De plus, il faut éviter que la masse chute dans le fond du récipient à la fin de l'expérience (malgré le tapis en caoutchouc).

Maintenir la masse coulissante P104.41 en haut du tube, sans la lâcher, pour isoler l'air contenu dans le récipient. Créer une légère surpression dans le récipient en pompant manuellement deux ou trois fois, afin d'atteindre une pression suffisante pour compenser le poids de la masse.

Lâcher la masse, elle doit alors se mettre à osciller dans le tube. Mesurer la période T_0 à l'oscilloscope (l'amplitude des oscillations est de l'ordre de la dizaine de mV).

La masse s'immobilise après quelques oscillations puis commence à descendre lentement dans le tube car le système n'est pas parfaitement étanche. Avant qu'elle n'atteigne le bas du tube, produire une surpression à l'aide de la pompe pour la faire ressortir par le haut, puis la récupérer à la main.

Nous mesurons $T_0 \approx 1,2$ s. Sachant que $V_0 \approx 11,2$ L, $m \approx 17,58$ g et $S \approx 2,01$ cm², on retrouve une valeur du rapport des capacités caloriques proche de celle tabulée pour un gaz diatomique $\gamma = \frac{7}{5}$.

L'amortissement est important dans cette expérience, car la masse s'immobilise après quelques oscillations seulement. Il est cependant assez difficile à caractériser, car il provient d'une part des frottements solides et fluides que subit la masse, mais également du fait que le récipient n'est pas isolé thermiquement (l'hypothèse d'adiabaticité du système n'est pas vérifiée).

Oscillateurs couplés et ondes mécaniques

Bibliographie

- ↗ [H-prépa Ondes PC] : J.-M. BRÉBEC et. al., *H-prépa Ondes PC*, Hachette (1997)
- ↗ [Quaranta I] : L. QUARANTA, *Dictionnaire de physique expérimentale, Tome I : La mécanique*, Pierron (2002)
- ↗ [BUP 867] : R. DUFFAIT, *Étude expérimentale des oscillateurs mécaniques*, BUP 867 p.1307 et suivantes (2004)
- ↗ [FLTCLD] : M. FRUCHART, P. LIDON, E. THIBIERGE, M. CHAMPION, A. LE DIFFON, *Physique expérimentale : optique, mécanique des fluides, ondes et thermodynamique*, De Boeck (2016)
- ↗ [Pantaleone] : J. PANTALEONE, *Synchronization of metronomes*, Am. J. Phys **70** (10), October 2002

Au cours de ce TP, nous allons étudier différents oscillateurs mécaniques couplés. Nous verrons qu'un couplage linéaire modifie les modes propres de vibrations d'un système, à travers l'augmentation du nombre de ses degrés de liberté. Puis nous nous intéresserons à un exemple de couplage non-linéaire d'oscillateurs.

Rappelons qu'une étude d'oscillateurs couplés en électronique est proposée dans le TP 7 du fascicule d'électronique. Les équations régissant ces systèmes étant identiques, il est possible de réaliser des analogies entre ces domaines.

Attention également à ne pas confondre la résonance d'un système avec l'étude de ses modes propres. La résonance correspond à un transfert maximal d'énergie entre un excitateur extérieur et le système. Tandis que l'étude des modes propres consiste uniquement à chercher des solutions stationnaires harmoniques à un système d'équation, sans apport d'énergie extérieur.

1 Pendules pesants couplés par un fil de torsion

1.1 Équations du mouvement

↗ [H-prépa Ondes PC] p.34

Nous allons utiliser le dispositif P79.21 composé de deux pendules pesants couplés par un fil de torsion, et schématisé en figure 2.1.

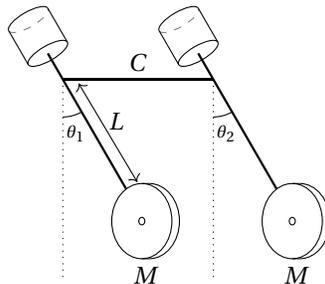


FIGURE 2.1 – Pendules pesants couplés par un fil de torsion.

Nous supposons que les deux pendules sont parfaitement identiques. On note J_0 leur moment d'inertie par rapport à l'axe de rotation et C la raideur du fil de torsion. Sur chacun des pendules, il est accroché une masse M à une distance L de l'axe de rotation. On note θ_1 et θ_2 les angles respectifs des tiges avec la verticale.

Le théorème du moment cinétique donne pour ce système :

$$\begin{cases} (J_0 + ML^2)\ddot{\theta}_1 + MgL\sin\theta_1 = C(\theta_2 - \theta_1) \\ (J_0 + ML^2)\ddot{\theta}_2 + MgL\sin\theta_2 = C(\theta_1 - \theta_2) \end{cases}$$

Dans l'approximation des petits angles, on aboutit au système d'équations couplées :

$$\begin{cases} \ddot{\theta}_1 + \omega_0^2\theta_1 = \frac{C}{J_0 + ML^2}(\theta_2 - \theta_1) \\ \ddot{\theta}_2 + \omega_0^2\theta_2 = \frac{C}{J_0 + ML^2}(\theta_1 - \theta_2) \end{cases}$$

avec $\omega_0 = \sqrt{\frac{MgL}{J_0 + ML^2}}$ la pulsation propre des pendules isolés.

En cherchant des solutions harmoniques à ce système, on aboutit à deux solutions :

- le mode symétrique de pulsation $\omega_s = \omega_0 = \sqrt{\frac{MgL}{J_0 + ML^2}}$,
- le mode antisymétrique de pulsation $\omega_{as} = \sqrt{\omega_0^2 + \frac{2C}{J_0 + ML^2}} = \sqrt{\frac{MgL + 2C}{J_0 + ML^2}}$.

Cette mise en équation est réalisée dans [H-prépa Ondes PC] p.34, en correction d'un exercice. Attention, le moment d'inertie J_0 du pendule n'est cependant pas pris en compte, et il y a une racine carrée en trop dans les expressions de ω_s^2 et ω_{as}^2 .

1.2 Étude des pendules isolés

Avant de commencer l'étude des pendules, il est nécessaire de les équilibrer.

Dévisser les deux mandrins qui serrent le fil de torsion pour découpler les pendules P79.21. Retirer les barreaux et les masses fixés sur les pendules, à l'exception de la masselotte vissée en haut de chaque tige.

Ajuster la position des masselottes pour que chaque pendule soit dans une position d'équilibre à chaque angle (en pratique, il est cependant difficile d'obtenir un équilibre parfait).

L'angle de chaque pendule est mesuré à l'aide d'un capteur potentiométrique, dont le boîtier renvoie une tension proportionnelle à celui-ci.

Relier les pendules au capteur potentiométrique (boîtier blanc), et l'alimenter par un boîtier P42.39.

Placer le gain au maximum pour chaque pendule, puis régler les zéros pour que la position verticale des tiges corresponde à des tensions nulles en sortie du capteur, que l'on mesure à l'aide d'un multimètre.

Pour étalonner le capteur de chaque pendule, mesurer la tension U_i pour différents angles θ_i , et réaliser une régression linéaire pour remonter au coefficient entre ces deux paramètres.

L'étude des oscillations libres des pendules va nous permettre de déterminer le moment d'inertie J_0 de la tige.

Accrocher un barreau avec une masselotte (500 g par exemple) sur la tige d'un pendule, on appelle L la distance à l'axe de rotation (on la mesure à l'aide d'un mètre-ruban P96) et M la masse du système {barreau + masselotte} (on la pèse à l'aide d'une balance P97).

Lancer le pendule avec une amplitude faible (15° maximum) pour rester dans l'approximation des petits angles, puis mesurer la pulsation ω_0 à l'aide d'un oscilloscope.

Recommencer l'expérience pour plusieurs distances L , puis tracer $\frac{MgL}{\omega_0^2}$ en fonction de L^2 , et en déduire l'ordonnée à l'origine J_0 par régression affine.

On obtient $J_0 \approx 0,069 \text{ kg/m}^2$.

On peut mesurer la raideur du fil de torsion C en couplant les pendules et en maintenant la position du second fixe.

Resserrer les mandrins qui serrent le fil de torsion à l'aide de la clé en maintenant les angles des pendules à $\theta_1 = \theta_2 = 0$. Maintenir bloqué la tige du second pendule sur $\theta_2 = 0$ pendant toute l'expérience, à l'aide de la pièce adaptée. Pour différentes distances L , lancer le premier pendule avec une amplitude faible puis mesurer la pulsation ω_c des oscillations. Tracer $(J_0 + ML^2)\omega_c^2$ en fonction de L , et en déduire l'ordonnée à l'origine C par régression affine.

On obtient $C \approx 0,34 \text{ N.m}$.

1.3 Étude des pendules couplés

Accrocher sur chacun des deux pendules une même masse M à une même distance L de l'axe de rotation. Donner un angle faible à l'une des tiges et maintenir l'autre à la verticale, puis lâcher les deux pendules pour les laisser évoluer librement. La superposition des deux modes propres produit un phénomène de battements.

Acquérir les deux signaux pendant quelques minutes sur Latis-Pro. Réaliser une FFT sur les signaux pour remonter aux deux pulsations propres ω_s et ω_{as} .

Recommencer l'expérience pour plusieurs distances L , puis tracer $\frac{1}{\omega_{as}^2 - \omega_s^2}$ en fonction de L^2 pour obtenir une droite

de coefficient directeur $\frac{M}{2C}$ et d'ordonnée à l'origine $\frac{J_0}{2C}$. Retrouver les valeurs de C et de J_0 par régression linéaire, et les comparer aux mesures précédentes.

Pour un couplage linéaire, il n'y a pas d'échange d'énergie entre les différents modes. La prédominance d'un mode par rapport à l'autre dépend alors uniquement des conditions initiales. On peut donc exciter séparément les deux modes.

Donner un même angle initial aux deux pendules, puis les lâcher pour qu'ils évoluent à partir de cette condition initiale. Acquérir les signaux, réaliser une FFT et observer que seul le mode symétrique de pulsation ω_s est excité. Recommencer en leur donnant des angles opposés à l'instant initial, et observer que seul le mode antisymétrique de pulsation ω_{as} est excité.

1.4 Étude énergétique (en seconde lecture)

L'énergie totale du système est la somme des énergies mécaniques de chaque pendule et de l'énergie de couplage :

$$E_{\text{tot}} = E_1 + E_2 + E_c$$

avec :

$$\begin{cases} E_1 = \frac{1}{2} (J_0 + ML^2) \dot{\theta}_1^2 + MgL(1 - \cos\theta_1) \\ E_2 = \frac{1}{2} (J_0 + ML^2) \dot{\theta}_2^2 + MgL(1 - \cos\theta_2) \\ E_c = \frac{1}{2} C (\theta_1 - \theta_2)^2 \end{cases}$$

À partir d'une condition initiale quelconque, réaliser une acquisition des deux signaux sous Latis-Pro, puis calculer les énergies E_1 , E_2 , E_c et E_{tot} à l'aide d'une Feuille de Calcul. Penser à convertir les tensions en radian en utilisant les coefficients obtenus lors de l'étalonnage des capteurs. On pourra également lisser les courbes et soustraire aux angles leurs valeurs moyennes sur l'acquisition.

Tracer l'évolution des énergies au cours du temps. Interpréter les échanges énergétiques qui ont lieu au cours d'une oscillation. À partir de la décroissance de l'énergie totale, on peut en déduire le type de frottement prédominant et le facteur de qualité du système.

L'amortissement peut être décrit par une exponentielle décroissante, les pendules sont donc principalement soumis à des frottements fluides, avec un facteur de qualité de l'ordre de 5.

2 Système de masses couplées

✦ [FLTCLD] p.490, [BUP 867]

2.1 Équations du mouvement

Nous allons utiliser le dispositif P79.22/1 composé de quatre pendules simples de longueur L , de masse M et séparés d'une distance l_0 . Ils sont reliés entre eux et à un bâti fixe à chaque extrémité par des ressorts de raideur k et de longueur à vide l_0 (voir figure 2.2).

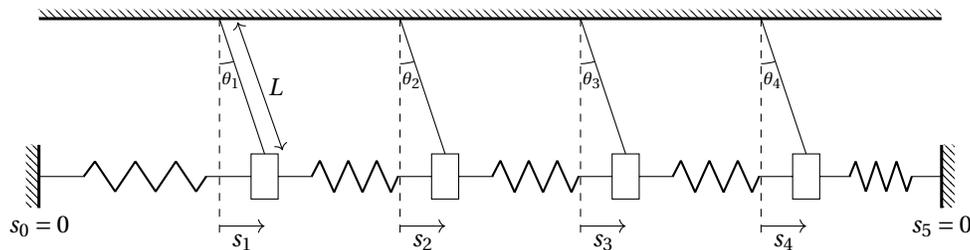


FIGURE 2.2 – Système de quatre masses couplées.

Les déplacements des masses par rapport à leurs positions d'équilibre sont suffisamment petits pour considérer que leurs mouvements sont uniquement horizontaux. On note $s_i = x_i - x_i^{eq}$ l'écart de chaque masse par rapport à sa position d'équilibre, θ_i l'angle du pendule avec la verticale, et on assimile les extrémités fixes à des masses de coordonnées x_0 et x_5 .

Le principe fondamental de la dynamique s'écrit pour chaque masse :

$$M\ddot{x}_i = k(x_{i+1} - x_i - l_0) - k(x_i - x_{i-1} - l_0) + Mg \tan\theta_i$$

En considérant que $\tan \theta_i \approx \frac{s_i}{L}$, on peut le réécrire sous la forme :

$$\ddot{s}_i = \Omega_0^2 s_i + \Omega_1^2 (s_{i+1} + s_{i-1} - 2s_i)$$

avec $\Omega_0 = \sqrt{\frac{g}{L}}$ et $\Omega_1 = \sqrt{\frac{k}{M}}$.

En cherchant des solutions harmoniques satisfaisant aux conditions aux limites $s_0 = s_5 = 0$, on obtient quatre modes propres de pulsations :

$$\begin{cases} \omega_1 = \sqrt{\Omega_0^2 + \frac{1}{2}(3 - \sqrt{5})\Omega_1^2} \\ \omega_2 = \sqrt{\Omega_0^2 + \frac{1}{2}(5 - \sqrt{5})\Omega_1^2} \\ \omega_3 = \sqrt{\Omega_0^2 + \frac{1}{2}(3 + \sqrt{5})\Omega_1^2} \\ \omega_4 = \sqrt{\Omega_0^2 + \frac{1}{2}(5 + \sqrt{5})\Omega_1^2} \end{cases}$$

Chaque mode est associé à un vecteur propre, c'est-à-dire à un déplacement simultané des quatre masses, que l'on représente schématiquement sur la figure 2.3.

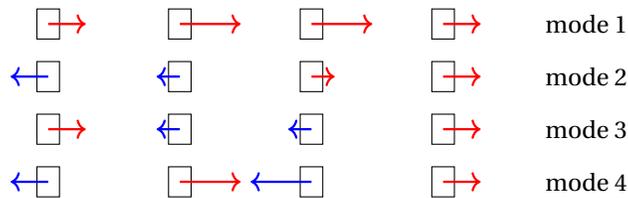


FIGURE 2.3 – Représentation des modes propres du système de 4 pendules couplés.

Plus généralement, on peut montrer qu'un système de N masses possède N modes propres de pulsations $\omega_{p,N}$ telles que :

$$\omega_{p,N}^2 = \Omega_0^2 + 4\Omega_1^2 \sin^2\left(\frac{p\pi}{2(N+1)}\right)$$

avec $p = 1, 2, \dots, N$.

2.2 Étude des oscillations libres

Avant de commencer l'étude du système, il est nécessaire de mesurer ses différents paramètres. Par manque de temps, vous pouvez cependant passer cette étape et utiliser les valeurs indiquées ci-dessous.

Si le poids des masses du système P79.22/1 n'est pas indiqué, les peser, puis calculer la masse moyenne M .

Mesurer la constante de raideur moyenne k des ressorts du système en suspendant des masselottes et en mesurant leurs allongements relatifs.

Mesurer la longueur L des pendules formés. Attention, elle est différente de la longueur des deux fils pour ce système.

Expérimentalement, nous obtenons : $M \approx 323$ g, $k \approx 115$ N/m et $L \approx 33$ cm.

Nous allons utiliser le dispositif VidéoCom P17.14 pour suivre le déplacement de chaque masse au cours du temps. Il est constitué de LED qui émettent des flashes lumineux à intervalles réguliers, et d'une barrette CCD qui détecte la position des masses grâce à des bandes réfléchissantes.

Visser la caméra du dispositif VidéoCom P17.14/2 sur un trépied P32.11 (demander une platine aux techniciens si besoin), puis la placer en face du système de pendules à environ 1 m de celui-ci.

Alimenter la caméra avec son adaptateur 12 V. Alimenter les LED en branchant le petit câble de la caméra sur le port LED sur le coté de celle-ci (les LED s'allument). Allumer un ordinateur puis le relier à la caméra avec le câble USB. Lancer le logiciel VidéoCom Mouvements. Dans le menu Réglage et l'onglet Généralités indiquer le raccordement choisi (USB) dans Raccord Série, puis dans l'onglet Spécifications sélectionner la période d'échantillonnage Δt la plus basse possible.

Ajuster la position de la caméra (éloignement, hauteur, orientation) pour détecter les quatre masses, qui doivent apparaître à l'écran. On pourra également jouer sur le zoom et le diaphragme de la caméra, et placer un tissu noir derrière le système pour faciliter la détection.

Comme pour les pendules couplés par un fil de torsion, l'amplitude relative de chacun des modes propres du système dépend des conditions initiales données aux systèmes.

Mettre les masses en mouvement à partir d'une condition initiale quelconque, par exemple en déplaçant l'une des masses par rapport à sa position d'équilibre. Réaliser un enregistrement avec VidéoCom pendant environ 1 min en cliquant sur l'icône Lancer/arrêter la mesure.

Si la détection des masses n'a pas posé de problème, tracer les FFT des courbes obtenues : avec un clic droit sélectionner Calcul FFT, puis surligner l'enregistrement d'une masse. Mesurer les fréquences propres obtenues.

Le temps d'acquisition sur lequel est réalisé la FFT doit être judicieusement choisi pour bien mesurer les fréquences propres du système. Il faut trouver un compromis entre un temps suffisamment long pour obtenir une bonne résolution fréquentielle, mais suffisamment faible pour éviter l'amortissement dû aux non-linéarités qui provoque un élargissement des pics.

Pour une condition initiale quelconque, on retrouve une superposition des quatre modes propres du système. Les trois premiers modes sont habituellement assez faciles à détecter, contrairement au quatrième dont l'amplitude est assez faible.

On peut donner plus d'amplitude à un mode propre particulier en utilisant une condition initiale proche de son vecteur propre.

Recommencer plusieurs fois l'expérience précédente en partant à chaque fois d'une condition initiale où la position des masses correspond à un mode propre représenté en figure 2.3.

Tracer la FFT des courbes, et observer que l'amplitude du mode correspondant est plus importante que les autres.

2.3 Évolution avec le nombre de masses

En réduisant le nombre de masses constituant le système, on modifie les modes propres.

Fixer la position d'une masse à l'extrémité du système en la maintenant à l'aide d'un statif et d'une pince.

Enregistrer les oscillations libres des masses restantes pour une condition initiale quelconque, puis tracer la FFT des courbes et mesurer les 3 pulsations propres $\omega_{p,N=3}$ du système.

Fixer la seconde masse, et recommencer l'expérience pour remonter aux 2 pulsations propres $\omega_{p,N=2}$ d'un système de 2 masses.

Fixer la troisième masse, et recommencer l'expérience pour remonter à la pulsation propre $\omega_{p,N=1}$ d'un système à 1 masse.

Superposer sur une même courbe toutes les mesures de $\omega_{p,N}^2$ en fonction de $\sin^2\left(\frac{p\pi}{2(N+1)}\right)$ avec N le nombre de masses du système correspondant et p le numéro du mode propre.

Réaliser une régression linéaire pour remonter à Ω_0 et Ω_1 , puis les comparer à leurs valeurs théoriques.

2.4 Étude des oscillations forcées

Nous pouvons observer la résonance du système en excitant indépendamment chacun de ses modes propres.

Visser la petite tige trouée à son extrémité P79.22/1 sur un vibreur P99.13. Incliner horizontalement le vibreur et le placer sur un support élévateur P25, puis relier la tige à l'un des ressorts situés aux extrémités du système de pendules. Alimenter le vibreur avec la sortie d'un amplificateur P47.7, commandé en entrée par un GBF qui fournit une tension sinusoïdale de quelques hertz et de 1 V. Régler l'amplificateur sur un gain de 3 environ, puis appuyer sur le bouton Reset pour générer la tension en sortie (la diode s'éteint).

ATTENTION : l'amplitude du vibreur ne doit pas être trop importante pour ne pas l'endommager, si le vibreur produit des à-coups violents réduire le gain de l'amplificateur!

Observer la résonance du système lorsqu'il est excité à l'une de ses fréquences propres. Retrouver les déplacements des masses correspondant aux vecteurs propres représentés en figure 2.3.

3 Corde de Melde

☞ [H-prépa Ondes PC] p.37, [Quaranta I] à « Ondes Stationnaires »

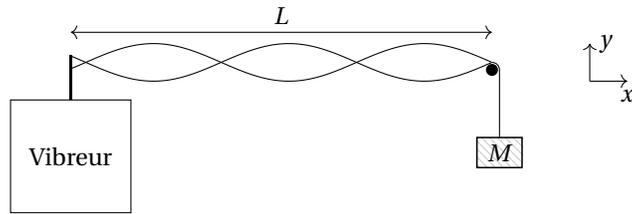


FIGURE 2.4 – Expérience de Melde.

3.1 Description du dispositif

L'expérience de Melde, schématisée en figure 2.4, est principalement utilisée pour étudier des ondes stationnaires. Elle peut aussi être assimilée à une infinité d'oscillateurs couplés.

Une extrémité de la corde est attachée à un vibreur, et l'autre est reliée à une masselotte par l'intermédiaire d'une poulie. La masselotte M impose une tension $T = Mg$ dans la corde. On note L la longueur et μ la masse linéique de la corde. En considérant des déformations faibles, et en négligeant l'influence de la pesanteur, on peut montrer que le déplacement vertical $y(x, t)$ de la corde obéit à une équation de d'Alembert :

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0$$

avec $c = \sqrt{T/\mu}$ la célérité des ondes transverses.

On considère les conditions aux limites suivantes :

- en $x = 0$, le vibreur impose un déplacement $y(0, t) = a \cos(\omega t)$,
- en $x = L$, la corde repose sur la poulie d'où $y(L, t) = 0$.

En cherchant une solution sous la forme d'une onde stationnaire, on aboutit à une solution du type (voir [H-prépa Ondes PC] p.49) :

$$y(x, t) = a \frac{\sin\left(\frac{(L-x)\omega}{c}\right)}{\sin\left(\frac{L\omega}{c}\right)} \cos(\omega t)$$

La corde entre en résonance lorsque l'amplitude diverge, c'est-à-dire pour des pulsations :

$$\omega_n = n \frac{\pi c}{L}$$

avec $n \in \mathbb{N}^*$.

En pratique, l'amplitude ne peut pas diverger à cause de l'élasticité de la corde, qui n'a pas été prise en compte dans ce modèle. Cependant, lorsque le système est excité à l'une de ses pulsations de résonance, l'amplitude du vibreur devient négligeable devant celle des ondes. On peut alors assimiler l'extrémité en $x = 0$ à un nœud de vibration, et n correspond au nombre de ventre sur la corde.

REMARQUE : en imposant la condition à la limite $y(0, t) = 0$, on montre que les modes propres du système (en régime libre) ont des pulsations identiques aux pulsations de résonances (en régime forcé).

3.2 Mesure de la célérité des ondes

Avant de commencer, il faut mesurer la masse linéique de la corde utilisée.

Mesurer la longueur d'une ficelle P99 à l'aide d'un mètre-ruban P96, ainsi que sa masse à l'aide d'une balance de précision P97.16, et en déduire sa masse linéique μ (autour de 1 g/m).

On réalise ensuite l'expérience de Melde présentée en figure 2.4.

Relier une extrémité de la corde à un vibreur P99.13, en réalisant un nœud autour d'une vis (diamètre M4) fixée sur le vibreur. Relier l'autre extrémité de la corde à une masselotte $M = 100$ g P98, que l'on suspend avec une poulie P80 placée à une distance $L \approx 1$ m du vibreur.

Alimenter le vibreur avec la sortie d'un amplificateur P47.7, commandé en entrée par un GBF qui fournit une tension sinusoïdale basse fréquence de 1 V. Régler l'amplificateur sur un gain de 3 environ, puis appuyer sur le bouton Reset pour générer la tension en sortie (la diode s'éteint).

ATTENTION : l'amplitude du vibreur ne doit pas être trop importante pour ne pas l'endommager, si le vibreur produit des à-coups violents, il faut réduire le gain de l'amplificateur!

Augmenter progressivement la fréquence du GBF pour obtenir les premières pulsations de résonances ω_n de la corde. Chaque résonance est caractérisée par n ventres d'amplitudes importantes et $n + 1$ nœuds.

Pour vérifier que les fréquences de résonances correspondent bien à la fréquence imposée par le GBF, on pourra utiliser un stroboscope (P3.3) que l'on relie à un fréquencemètre P69.5. On règle alors la fréquence des flashes sur celle des ondes pour la mesurer.

Tracer ω_n en fonction de n , et remonter à c par régression linéaire.

On peut comparer la célérité à sa valeur théorique $c = \sqrt{\frac{Mg}{\mu}}$.

En considérant que la corde de Melde est un milieu continu, on obtient un système avec une infinité de degrés de liberté, et donc une infinité de modes propres et de pulsations de résonance.

4 Exemple de couplage non-linéaire : la synchronisation de métronomes (en seconde lecture)

✎ [Pantaleone]

Le phénomène de synchronisation des horloges a été décrit pour la première fois par Huygens en 1657. Il remarqua que deux horloges montées sur une base commune se synchronisent en phase grâce à un couplage non-linéaire. Nous pouvons reproduire une expérience analogue en plaçant deux métronomes sur une plaque rigide, elle-même posée sur deux cylindres lui permettant de se translater horizontalement, comme présenté en figure 2.5.

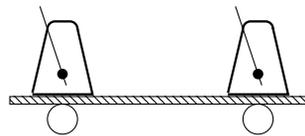


FIGURE 2.5 – Synchronisation de deux métronomes.

On peut décrire l'évolution de ce système de façon simplifiée en assimilant les métronomes à des oscillateurs de Van der Pol couplés par un coefficient non-linéaire (voir [Pantaleone]). On montre alors par une analyse de stabilité que lorsque les deux métronomes oscillent en phase, ou en opposition de phase suivant les conditions expérimentales, cela correspond à un point fixe attracteur dans l'espace des phases, et donc à un état stable du système.

La synchronisation en phase est possible grâce au couplage non-linéaire complexe entre les métronomes. Une non-linéarité importante peut également faire apparaître une synchronisation en fréquence et en amplitude pour des métronomes différents.

Nous allons nous limiter ici à observer une synchronisation en phase de deux métronomes qui oscillent à la même fréquence et à la même amplitude.

Régler les fréquences de deux métronomes P71.36 sur une fréquence élevée (200 battements par minutes par exemple).

Tourner les remontoirs du bas dans le sens des aiguilles d'une montre au maximum pour recharger les mécanismes.

Placer une petite planche de bois (P25 par exemple) sur deux canettes vides P71, puis déposer les métronomes sur la planche comme indiqué en figure 2.5.

Lancer les métronomes avec une même amplitude, mais avec un déphasage entre eux. Après quelques dizaines de secondes, on entend que leurs phases se synchronisent.

Lorsque les phases sont synchronisées, la plaque oscille avec une grande amplitude et à la même fréquence que les métronomes.

On observe parfois une synchronisation en opposition de phases des métronomes pendant quelques secondes, mais cet équilibre est assez instable.

Bibliographie

- ⚡ [FLTCLD] : M. FRUCHART, P. LIDON, E. THIBIERGE, M. CHAMPION, A. LE DIFFON, *Physique expérimentale : optique, mécanique des fluides, ondes et thermodynamique*, De Boeck (2016)

1 Écoulements rampants

L'écoulement d'un fluide est rampant si les effets inertiels sont négligeables devant les effets de la viscosité. La dynamique du fluide est régie par l'équation de Navier-Stokes qui se simplifie alors en régime stationnaire à l'équation de Stokes :

$$\vec{0} = -\vec{\nabla}P + \rho \vec{g} + \eta \Delta \vec{v}$$

avec ρ la masse volumique du fluide et η sa viscosité.

1.1 Expérience de Stokes

- ⚡ [FLTCLD] p.411

On considère un écoulement incompressible de Couette cylindrique, c'est-à-dire l'écoulement d'un fluide visqueux entre deux cylindres coaxiaux dont l'un est mis en rotation. En régime permanent, on peut montrer que l'écoulement est régi par l'équation de Stokes :

$$\vec{0} = \eta \Delta \vec{v}$$

Cette équation est linéaire et invariante par renversement du temps. En inversant la vitesse de rotation du cylindre, il est alors possible de retrouver l'état initial du système.

Avec une seringue P104.29, injecter une petite goutte de glycérol coloré P75 dans le dispositif P106.17 contenant du glycérol. Il est préférable de mélanger préalablement le colorant avec du glycérol pour avoir une densité équivalente.

Mettre en rotation lentement le cylindre intérieur à l'aide de la manivelle, pour observer la tache de colorant se répartir dans le système et progressivement disparaître.

Tourner le cylindre dans l'autre sens avec le même nombre de tours pour voir la goutte de colorant se reformer et retrouver l'état initial du système.

À la fin de l'expérience, on peut observer que la goutte de colorant n'a pas exactement la même forme qu'à l'état initial. Cela est dû à la non-stationnarité de l'écoulement réalisé, ainsi qu'à la diffusion lente du colorant dans le milieu.

1.2 Viscosimètre à bille

- ⚡ [FLTCLD] p.411

1.2.1 Principe

Nous allons étudier la chute d'une bille sphérique de rayon r et de masse volumique ρ_b dans une éprouvette cylindrique de rayon R remplie d'un fluide de viscosité dynamique η et de masse volumique ρ_f (voir figure 3.1).

Le principe fondamental de la dynamique s'écrit :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = m \vec{g} + \vec{\pi} + \vec{F}$$

avec $\vec{\pi}$ la poussée d'Archimède et \vec{F} la force de frottement fluide.

On considère que l'écoulement est laminaire, c'est-à-dire que le nombre de Reynolds est petit devant 1, et que le régime stationnaire est atteint. Pour une chute dans un milieu infini, on modélise la force de frottement fluide par la formule de Stokes $\vec{F} = -6\pi\eta r \vec{v}$. Dans le cas d'une chute dans une éprouvette, la présence des parois n'est pas totalement négligeable car une recirculation du fluide apparaît. Il faut alors ajouter une correction à la formule de Stokes (voir [FLTCLD] p.438), que l'on exprimera :

$$\vec{F} = -6\pi\eta \frac{r}{1 - 2,1 \frac{r}{R}} \vec{v}$$

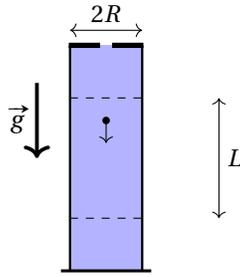


FIGURE 3.1 – Viscosimètre à bille.

Au final, la vitesse de la bille en régime permanent s'exprime :

$$v = \frac{2}{9} \frac{\rho_b - \rho_f}{\eta} r^2 g \left(1 - 2,1 \frac{r}{R}\right)$$

Si la bille est lâchée avec une vitesse initiale nulle, le régime permanent sera atteint au bout d'un temps :

$$\tau \approx \frac{2}{9} \frac{\rho_b}{\eta} r^2$$

Soit une distance caractéristique d'établissement du régime permanent de l'ordre de $v\tau \approx 1$ cm pour les billes utilisées.

Nous négligeons dans cette approche théorique l'influence du nombre de Reynolds et de la présence du fond du tube sur l'écoulement. Il est possible de les prendre en compte à travers différentes corrections de la formule de Stokes, nous vous conseillons la lecture de [FLTCLD] pour plus de détails.

1.2.2 Mesure de la vitesse de chute

Nous allons mesurer la vitesse de chute de billes en acier ($\rho_b \approx 7830 \text{ kg/m}^3$) de différents rayons r dans une huile de silicone. Il est préférable d'utiliser une huile de silicone plutôt que du glycérol, car celui-ci s'hydrate rapidement au contact de l'air ambiant, ce qui modifie sa viscosité.

L'éprouvette P105.44/2 de rayon $R = 3,2$ cm est remplie d'une huile Rotitherm M220 de viscosité cinématique $\nu \approx 1000 \text{ mm}^2/\text{s}$ et de masse volumique $\rho_f \approx 970 \text{ kg/m}^3$. Du papier millimétré est collé sur l'éprouvette afin de mesurer des distances verticales.

Laisser tomber une bille d'acier P106.37 de rayon $r = 0,5$ mm (que l'on mesurera préalablement à l'aide d'un Palmer P96) au centre de l'éprouvette P105.44/2, et mesurer la vitesse de chute v de la bille à l'aide d'un chronomètre P96.56. Afin de négliger l'établissement du régime permanent au début de la chute, et l'effet de la présence de la surface et du fond, on mesure le temps mis par la bille pour parcourir une dizaine de centimètres au milieu de sa chute dans l'éprouvette.

Recommencer l'expérience avec plusieurs billes de la même taille pour obtenir une statistique raisonnable, puis avec des billes de tailles r différentes (0,75 et 1,0 mm par exemple).

Représenter la vitesse de chute v en fonction du rayon des billes r , puis réaliser un ajustement de la forme $v = ar^2 - br^3$. Remonter à la valeur de la viscosité dynamique η à l'aide du coefficient a , et la comparer à la viscosité cinématique $\nu = \eta/\rho_f$ tabulée. Le rapport des coefficients b/a doit être proche de $2,1/R \approx 66 \text{ m}^{-1}$ pour valider notre modélisation de la correction de la formule de Stokes.

1.3 Écoulement de Poiseuille

↗ [FLTCLD] p.441

1.3.1 Rappel sur l'écoulement de Poiseuille

On s'intéresse à l'écoulement de Poiseuille d'un fluide incompressible de masse volumique ρ et de viscosité dynamique η dans un cylindre horizontal de diamètre $D = 2R$. On considère que l'écoulement est stationnaire et laminaire. La symétrie cylindrique impose une vitesse du fluide de la forme $\vec{v} = v(r) \vec{e}_x$, avec r la distance à l'axe central. Le terme convectif de l'équation de Navier-Stokes est alors identiquement nul, et l'équation se réduit donc à celle d'un écoulement rampant de la forme :

$$\vec{0} = -\vec{\nabla}P + \eta\Delta\vec{v}$$

Sa résolution aboutit à un profil parabolique de la vitesse :

$$v(r) = -\frac{R^2}{4\eta} \frac{dP}{dx} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)$$

Le débit volumique Q_V à travers une section du cylindre est alors donné par la loi de Hagen-Poiseuille :

$$Q_V = -\frac{\pi D^4}{128\eta} \frac{dP}{dx}$$

1.3.2 Application au dispositif expérimental

Nous allons réaliser un écoulement de Poiseuille dans une conduite cylindrique de longueur L reliée à un vase de Mariotte rempli d'eau, comme représenté en figure 3.2.

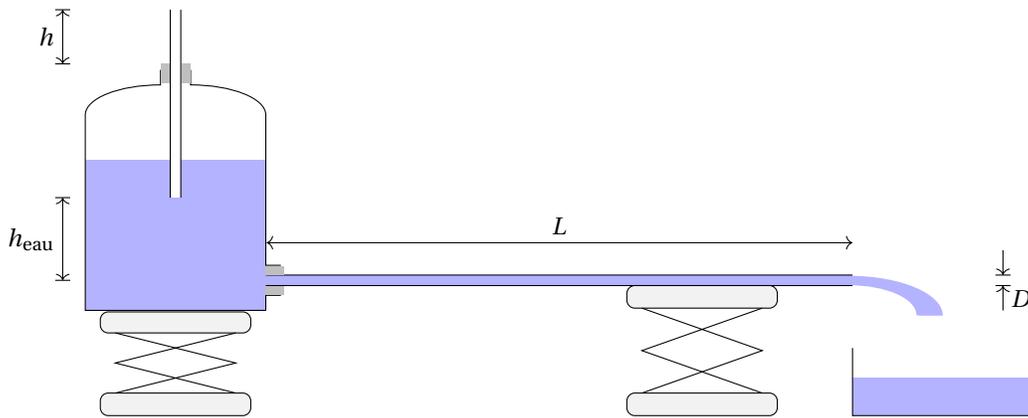


FIGURE 3.2 – Écoulement de Poiseuille dans une conduite cylindrique.

Un vase de Mariotte est un récipient fermé à l'intérieur duquel est inséré un tube en contact avec l'air libre. Par continuité de la pression, le bas du tube reste à la pression atmosphérique P_{atm} . Le gradient de pression résultant dans le fluide impose une pression au niveau du trou de vidange en bas du vase :

$$P = P_{\text{atm}} + \rho g h_{\text{eau}}$$

Au cours de la vidange, le niveau de l'eau dans le vase descend, mais la pression au niveau du trou de vidange reste la même tant que le bas du tube reste immergé, c'est l'intérêt du vase de Mariotte. De plus, il est assez simple de modifier la pression au niveau du trou car il suffit de monter ou de descendre le tube vertical.

Pour plus de détails sur le vase de Mariotte, nous vous conseillons la lecture de [FLTCLD] p.429.

Le profil de vitesse du fluide à l'entrée de la conduite n'est pas parabolique mais plutôt uniforme. L'établissement du régime de Poiseuille n'est obtenu qu'à partir d'une certaine distance d'écoulement, dépendant du nombre de Reynolds et du diamètre de la conduite (voir [FLTCLD] pour plus de détails). Nous considérons cependant pour la suite que cette longueur d'établissement est négligeable devant la longueur L de la conduite utilisée, le débit volumique s'exprime alors :

$$Q_V = \frac{\pi D^4}{128\eta} \frac{\rho g h_{\text{eau}}}{L}$$

1.3.3 Vérification de la loi de Poiseuille

Réaliser l'expérience présentée en figure 3.2 en utilisant le vase de Mariotte P105.37, dans lequel on insère au niveau du trou de vidange un capillaire en verre P105.37 de longueur $L = 1,36$ m et de diamètre intérieur $D = 2,0$ mm grâce à un bouchon troué. Utiliser des supports élévateurs P25 pour maintenir le tube horizontal sur toute sa longueur.

Placer un cristallisoir sur une balance P97 pour recueillir l'eau à la sortie du tube et mesurer le débit. Déposer sur l'extrémité du tube un peu de suie à l'aide d'une allumette afin de la rendre hydrophobe, et d'éviter un « effet théière ». Remplir d'eau le vase de Mariotte en maintenant fermé l'extrémité de la conduite. Rajouter une tige en verre verticale dans le vase avec un bouchon troué afin de régler la pression hydrostatique.

Il est plus simple de mesurer la hauteur h de la tige qui dépasse du vase (comme indiqué en figure 3.2), plutôt que de mesurer la hauteur d'eau h_{eau} directement.

Pour différentes hauteurs h , laisse l'eau s'écouler une dizaine de secondes afin d'obtenir un régime permanent. Il est atteint lorsqu'il n'y a plus d'eau dans le tube vertical.

Mesurer le temps Δt nécessaire pour que s'écoule une masse Δm fixée (20 g par exemple) avec un chronomètre P96.56, puis en déduire le débit volumique $Q_V = \frac{\Delta m}{\rho \Delta t}$.

Tracer le débit volumique Q_V en fonction de h (il n'est pas nécessaire de remonter à h_{eau}). Réaliser une régression affine de la forme $Q_V = a(h + h_0)$, puis remonter à la viscosité η de l'eau à l'aide du coefficient directeur.

La viscosité de l'eau évolue de façon importante avec la température (voir [FLTCLD] p.453 par exemple), mais on peut retenir la valeur tabulée $\eta(20^\circ\text{C}) = 1,0 \cdot 10^{-3}$ Pa.s. Le coefficient h_0 correspond principalement à la différence entre h et h_{eau} , mais il prend également en compte les éventuels effets de tension de surface à la sortie de la conduite.

Remarque : on pourrait également utiliser la balance Kern P97.21 pour réaliser un suivi de la masse d'eau écoulée au cours du temps avec le logiciel Kern.

Il est aussi possible de s'intéresser à l'effet de la longueur d'établissement sur le régime de Poiseuille en recommençant l'expérience pour différentes longueurs de tubes. Une étude est proposée dans [FLTCLD] p.451.

2 Écoulements parfaits à haut nombre de Reynolds

Un écoulement est dit parfait si les effets dus à la viscosité sont négligeables devant les effets inertiels.

2.1 Vidange d'un réservoir

➤ [FLTCLD] p.422

2.1.1 Description

Nous allons étudier la vidange d'un vase de Mariotte rempli d'eau afin de vérifier la loi de Torricelli. Le dispositif expérimental est présenté en figure 3.3.

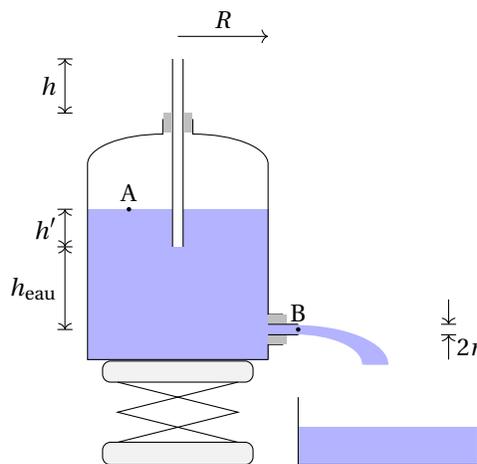


FIGURE 3.3 – Vidange d'un réservoir.

L'expérience est semblable à celle de l'écoulement de Poiseuille précédemment étudié, mais avec une conduite très courte. Le profil de vitesse parabolique n'a alors pas le temps de se développer, ce qui permet de considérer l'écoulement parfait.

En supposant de plus que l'écoulement est incompressible, irrotationnel et stationnaire, on peut appliquer le théorème de Bernoulli entre un point A à la surface de l'eau dans le vase et un point B à la sortie du trou de vidange. On en déduit la relation :

$$P_A + \rho \frac{v_A^2}{2} + \rho g z_A = P_B + \rho \frac{v_B^2}{2} + \rho g z_B$$

Or la pression au niveau du trou de vidange et celle en bas du tube immergé sont égales à la pression atmosphérique, on en déduit :

$$\begin{cases} P_A = P_{\text{atm}} - \rho g h' \\ P_B = P_{\text{atm}} \end{cases}$$

De plus, comme l'écoulement est incompressible, la conservation du débit impose :

$$v_A S = v_B s$$

avec $S = \pi R^2$ la section du vase et $s = \pi r^2$ celle du trou de vidange.

Au final, on peut donc exprimer la vitesse à la sortie du trou de vidange (attention il y a une erreur dans [FLTCLD]) :

$$v_B = \sqrt{\frac{2gh_{\text{eau}}}{1 - (s/S)^2}}$$

En considérant que $s \ll S$, on retrouve la loi de Torricelli :

$$v_B = \sqrt{2gh_{\text{eau}}}$$

Le débit volumique de vidange dépend donc de la position du tube verticale dans le vase :

$$Q_V = s v_B = s \sqrt{2gh_{\text{eau}}}$$

2.1.2 Vérification de la loi de Torricelli

Le dispositif expérimental est similaire à celui de l'écoulement de Poiseuille, mais avec une conduite très courte en sortie.

Réaliser l'expérience présentée en figure 3.3 en utilisant le vase de Mariotte P105.37, dans lequel on insère au niveau du trou de vidange un tube très court (quelques cm). Placer un cristallisoir sur une balance P97 pour recueillir l'eau à la sortie du tube et mesurer le débit.

Mesurer avec précision le rayon R du vase et le rayon r du tube de vidange à l'aide d'un pied à coulisse P96.41.

Nous obtenons $R \approx 8,4$ cm et $r \approx 2,9$ mm.

Remplir d'eau le vase de Mariotte en maintenant fermé le trou de vidange. Placer une tige en verre verticale dans le vase avec un bouchon troué afin de régler la pression hydrostatique.

Comme précédemment, il est plus simple de mesurer la hauteur h du tube qui dépasse du vase, plutôt que de mesurer la hauteur d'eau h_{eau} directement.

Pour différentes hauteurs h , laisser l'eau s'écouler quelques secondes afin d'obtenir un régime permanent, puis mesurer le temps Δt nécessaire pour que s'écoule une masse Δm fixée (200 g par exemple), puis en déduire le débit volumique

$$Q_V = \frac{\Delta m}{\rho \Delta t}.$$

Tracer Q_V^2 en fonction de h (il n'est pas nécessaire de remonter à h_{eau}). Réaliser une régression affine de la forme $Q_V^2 = a(h + h_0)$, puis remonter à l'accélération de la pesanteur g à l'aide du coefficient directeur.

L'ajustement affine permet de valider l'hypothèse d'écoulement parfait. Cependant, la valeur de g obtenue est souvent assez différente de la valeur attendue. La différence peut s'expliquer par l'incurvation des lignes de courant à l'entrée du tube de vidange qui provoque des zones de recirculation. Le champ de vitesse n'est alors plus homogène dans le tube. Il est possible de prendre en compte cet effet en modifiant la loi de Torricelli à l'aide d'un coefficient de débit (on se reportera à la lecture de [FLTCLD] p.428 pour plus de détails).

Le coefficient h_0 correspond principalement à la différence entre h et h_{eau} , mais il prend également en compte les effets de tension de surface au bout du tube immergé dans le vase de Mariotte. Une explication plus détaillée est proposée dans [FLTCLD] p.427.

2.2 Écoulement en soufflerie

↪ [FLTCLD] p.454

2.2.1 Description

Nous allons étudier l'écoulement produit par la soufflerie P0.20, qui permet d'atteindre des vitesses de plusieurs mètres par seconde, et par conséquent des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^3 à 10^4 .

L'air entre par la gauche de la soufflerie et traverse une grille, permettant d'obtenir un écoulement uniforme et laminaire, puis ressort par la droite.

La vitesse v de l'écoulement est mesurée à l'aide d'un anémomètre à fil chaud. Son principe repose sur l'asservissement en température d'un fil chauffé. Lorsque celui-ci se refroidit à cause de l'écoulement, la mesure de la tension qu'il faut lui fournir pour maintenir sa température constante permet alors de remonter à la vitesse, après avoir réalisé un étalonnage.

Un tube de Pitot est également présent dans la soufflerie, il est relié au manomètre fixé sur le support en bois. Il mesure la différence de pression ΔP entre un point d'arrêt du fluide (à l'avant du tube où la vitesse est nulle) et un point où la vitesse est égale à celle de l'écoulement v (sur les parois latérales du tube). En considérant l'écoulement parfait, stationnaire et incompressible, l'application du théorème de Bernoulli nous permet alors de relier la différence de pression et la vitesse de l'écoulement :

$$\Delta P = \frac{1}{2} \rho_{\text{air}} v^2$$

La différence de pression est mesurée en millimètre d'eau Δz sur le manomètre (même si celui-ci contient en réalité de l'alcool), d'où :

$$\Delta P = \rho_{\text{eau}} g \Delta z$$

Enfin, il est possible de placer différents objets dans l'écoulement et d'étudier la force de trainée qui s'exerce sur eux. On rappelle que la force de trainée s'exprime :

$$F_t = \frac{1}{2} \rho_{\text{air}} S C_x v^2$$

avec C_x le coefficient de trainée de l'objet, qui dépend de sa géométrie et du nombre de Reynolds de l'écoulement, et S sa surface de référence, c'est-à-dire sa projection dans un plan orthogonal à l'écoulement.

La mesure de la force de trainée F_t est réalisée en compensant son moment avec la force de rappel F_r d'un ressort fixé sur la réglette noire. On note $d = 5,3$ cm la distance entre l'axe de rotation de la réglette et le ressort, et $D + d = 26,4$ cm la distance entre l'axe de rotation et l'objet, comme indiqué sur la figure 3.4.

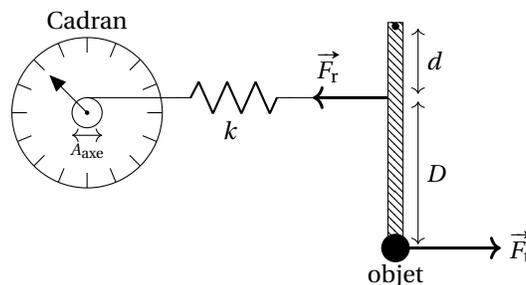


FIGURE 3.4 – Mesure de la force de trainée sur la soufflerie.

En tournant l'aiguille sur le cadran, on enroule un fil relié au ressort autour du disque de diamètre $A_{\text{axe}} = 3$ cm. Cela modifie l'élongation Δl du ressort, et donc la force $F_r = k \Delta l$ exercée par le ressort de raideur $k = 8,3$ N/m.

Lorsque la réglette est verticale, les moments des deux forces se compensent, on peut alors en déduire la force de trainée :

$$F_t = \frac{d}{D+d} F_r = \frac{d}{D+d} k \Delta l = \frac{d}{D+d} k \pi A_{\text{axe}} \frac{n - n_0}{40}$$

avec $n - n_0$ le nombre de graduations noires balayées par l'aiguille sur le cadran pour compenser les moments (un tour de cadran correspondant à 40 graduations).

2.2.2 Théorème de Bernoulli

Nous allons retrouver le théorème de Bernoulli en comparant la différence de pression donnée par le tube de Pitot à la vitesse de l'écoulement mesurée par l'anémomètre à fil chaud.

Retirer les objets présents dans la soufflerie et placer la grille à l'entrée. Insérer l'extrémité de la tige de l'anémomètre à fil chaud P96.46 au centre de l'écoulement à travers le cylindre en plastique. Il faut orienter le fil de manière à maximiser la circulation de l'air autour de lui.

Pour remonter à une mesure absolue de la vitesse, il serait nécessaire de régler le zéro du manomètre. Nous allons nous limiter à des mesures relatives dans notre cas.

Allumer la soufflerie en tournant la molette blanche. Pour différentes vitesses v d'écoulement, mesurées à l'aide de l'anémomètre, mesurer la différence de hauteur d'eau Δz du manomètre, et en déduire la différence de pression ΔP . Tracer ΔP en fonction de v^2 , puis réaliser une régression affine (l'ordonnée à l'origine provient du non-réglage du zéro). Remonter à la masse volumique ρ_{air} à l'aide du coefficient directeur.

La valeur tabulée de la masse volumique de l'air à 20°C vaut $\rho_{\text{air}} \approx 1,19 \text{ kg/m}^3$. L'écart observé avec la valeur expérimentale peut s'expliquer par la position du tube de Pitot qui se trouve dans le sillage de l'anémomètre, la vitesse mesurée est alors probablement plus faible que la vitesse réelle. La linéarité confirme cependant le théorème de Bernoulli.

2.2.3 Mesure d'un coefficient de trainée

Pour des nombres de Reynolds compris entre 10^3 et 10^5 , le coefficient de trainée C_x d'un objet est à peu près constant et indépendant du nombre de Reynolds. Nous allons le mesurer dans ces conditions.

Placer le disque de rayon 11,25 mm dans la soufflerie, perpendiculairement à l'écoulement, en vissant sa tige sur la règlette noire à travers le trou sur le haut de la soufflerie. Décaler légèrement l'anémomètre si besoin, puis replacer la grille à l'entrée de la soufflerie.

La position de l'anémomètre par rapport à l'objet est délicate. Il ne doit pas être trop proche pour éviter de perturber le flux, mais suffisamment proche pour mesurer la vitesse de l'écoulement au niveau de l'objet.

Pour une vitesse nulle (soufflerie à l'arrêt), tourner l'aiguille sur le cadran jusqu'à trouver la position d'équilibre verticale de la règlette (la tige de l'objet ne doit toucher ni à droite ni à gauche) et noter la graduation noire n_0 correspondante. Vérifier que le fil relié au ressort s'enroule bien autour du disque de diamètre $A_{\text{axe}} = 3 \text{ cm}$.

Pour différentes vitesses v , mesurée à l'aide de l'anémomètre, ajuster la position de l'aiguille sur le cadran afin d'atteindre l'équilibre des moments. Repérer la graduation noire n correspondante, puis remonter à la force de trainée F_t avec la différence $n - n_0$.

Tracer F_t en fonction de v^2 , puis réaliser une régression linéaire afin de remonter au coefficient de trainée C_x .

Pour les vitesses considérées, le coefficient de trainée d'un disque vaut théoriquement $C_x \approx 1,17$.

Il est possible de mesurer de façon analogue les coefficients de trainée C_x de différents objets, plus ou moins profilés. Cette étude est réalisée dans [FLTCLD] p.463.

2.3 Pertes de charge (en seconde lecture)

✎ [FLTCLD] p.413

On considère un écoulement parfait, stationnaire, incompressible et soumis à la gravité. La charge totale H du fluide est définie telle que :

$$H = \frac{P}{\rho g} + z + \frac{v^2}{2g}$$

Cette grandeur, homogène à une longueur, est équivalente à la densité volumique d'énergie du fluide. Elle est donc conservée le long d'une ligne de courant d'après le théorème de Bernoulli. L'étude des pertes de charge d'un fluide dans une conduite, principalement dues à la viscosité ou à la géométrie de la conduite, est donc équivalente à une étude énergétique.

Une étude est proposée dans [FLTCLD] p.413 pour un écoulement de Poiseuille et pour mettre en évidence l'effet Venturi. Les expériences peuvent être réalisées à l'aide des tubes P106.27 et P106.28.

2.4 Autres expériences qualitatives (en seconde lecture)

✎ [FLTCLD] p.417

Diverses expériences qualitatives sont proposées dans [FLTCLD], nous vous conseillons de les réaliser. Il est possible en particulier d'illustrer l'effet Coanda à l'aide d'une balle de ping-pong sous un filet d'eau ([FLTCLD] p.417), ou de faire léviter une balle de ping-pong à l'aide d'un sèche-cheveux ([FLTCLD] p.419).

3 Convection thermique

3.1 Mise en évidence

↗ [FLTCLD] p.406

La convection thermique naturelle correspond à une mise en mouvement d'un fluide sous l'action d'un gradient de température.

On met en évidence le phénomène en chauffant de l'eau dans un tube coudé spécifique, représenté en figure 3.5.

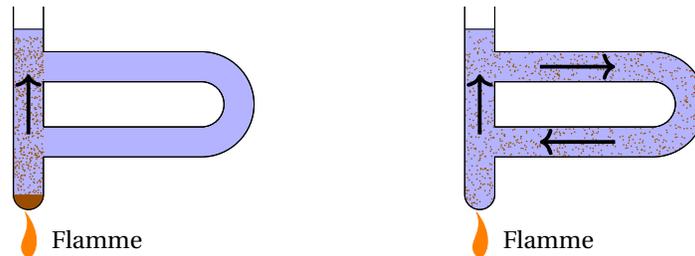


FIGURE 3.5 – Mise en évidence de la convection thermique.

On utilise de la sciure de bois, qui a une densité proche de celle de l'eau, pour visualiser le mouvement du fluide.

Déposer un peu de sciure de bois P75 dans le fond du tube coudé P106.29, puis le remplir d'eau. Fixer le tube à un statif à l'aide d'une pince, puis chauffer son extrémité basse avec un chalumeau P101.11.

Après quelques secondes, la sciure se met en mouvement : elle monte verticalement le long du tube, puis redescend en passant par le coude.

Le fluide chauffé en bas du tube est moins dense que le fluide au-dessus, il s'élève donc verticalement et entraîne la sciure avec lui. Le fluide plus froid est alors poussé dans la conduite supérieure du coude, puis il retourne en bas du tube en passant par le coude.

3.2 Instabilité de Rayleigh-Bénard (en seconde lecture)

↗ [FLTCLD] p.407

L'instabilité de Rayleigh-Bénard est une instabilité hydrodynamique susceptible de se développer dans un fluide soumis à un gradient vertical de température.

Considérons un fluide contenu entre deux plaques horizontales distantes d'une distance d . La plaque inférieure est maintenue à une température T_c plus chaude que la plaque supérieure, qui est maintenue à une température T_f . Sous l'effet du gradient de température, le fluide proche de la plaque inférieure est moins dense et tend donc à monter. À l'inverse, le fluide proche de la plaque supérieure tend à descendre, ce qui induit un mouvement global du fluide qui prend la forme de rouleaux thermo-convectifs.

L'instabilité ne peut se développer que si le gradient de température est suffisamment important pour compenser la conduction thermique dans le fluide. On définit alors le nombre de Rayleigh :

$$Ra = \frac{g\beta d^3 \Delta T}{\nu\kappa}$$

avec g l'accélération de la pesanteur, β le coefficient de dilatation thermique isobare du fluide, ν sa viscosité cinématique, κ sa diffusivité thermique et $\Delta T = T_c - T_f$ la différence de température. L'instabilité se développe si le nombre de Rayleigh du système dépasse une valeur critique Ra_c , de l'ordre de quelques milliers.

Une étude expérimentale de l'instabilité est proposée dans [FLTCLD] p.408, on pourra utiliser le dispositif P106.15 pour la réaliser. L'établissement des rouleaux prend cependant beaucoup de temps.

Bibliographie

- ⚡ [FLTCLD] : M. FRUCHART, P. LIDON, E. THIBIERGE, M. CHAMPION, A. LE DIFFON, *Physique expérimentale : optique, mécanique des fluides, ondes et thermodynamique*, De Boeck (2016)
- ⚡ [Oswald] : P. OSWALD, *Rhéophysique, ou comment coule la matière*, Belin (2005)
- ⚡ [Quaranta I] : L. QUARANTA, *Dictionnaire de physique expérimentale, Tome I : La mécanique*, Pierron (2002)
- ⚡ [Duffait CAPES] : R. DUFFAIT, *Expériences de physique - CAPES de sciences physiques*, Bréal (2011)
- ⚡ [BUP 845] : F. BERNARDOT, J. Bruneaux et J. Matricon, *Un archétype d'oscillateur : le résonateur acoustique de Helmholtz*, BUP 845 p.1055 et suivantes (2002)
- ⚡ [Garing OM] : C. GARING, *Ondes mécaniques et diffusion*, Ellipses (1998)

L'acoustique est l'étude de la production et de la propagation du son dans un milieu, c'est-à-dire des ondes mécaniques. Rappelons que l'oreille humaine est sensible aux fréquences comprises entre 20 Hz et 20 kHz. On parle d'infrasons en-dessous de 20 Hz, et d'ultrasons au-dessus de 20 kHz.

1 Propagation libre du son

1.1 Rappels théoriques sur la propagation

⚡ [FLTCLD] p.515

Rappelons brièvement la démarche et les hypothèses permettant d'établir l'équation de propagation d'une onde acoustique dans un fluide. On pourra se reporter à un ouvrage de CPGE pour plus de détails.

On considère un fluide homogène isotrope, initialement au repos, décrit par son champ de pression $P(\vec{r}, t)$ et son champ de vitesse $\vec{v}(\vec{r}, t)$. On suppose que l'écoulement induit par l'onde est parfait, que la propagation est adiabatique, et que le coefficient de compressibilité isentropique χ_S et la masse volumique ρ_0 du fluide sont constants.

En traitant l'onde acoustique comme une perturbation du premier ordre, on peut écrire que

$$\begin{aligned} P(\vec{r}, t) &= P_0 + p_1(\vec{r}, t) \\ \vec{v}(\vec{r}, t) &= \vec{0} + \vec{v}_1(\vec{r}, t) \end{aligned}$$

L'équation d'Euler, l'équation de continuité et l'équation d'état du fluide permettent alors d'aboutir à l'équation de propagation de la surpression :

$$\Delta p_1 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_1}{\partial t^2} = 0$$

avec $c = \sqrt{1/\rho_0 \chi_S}$ la vitesse de phase de l'onde.

On obtient la même équation de d'Alembert pour la vitesse \vec{v}_1 .

Dans le cas d'un gaz parfait, on peut exprimer $c = \sqrt{\gamma RT/M}$ avec R la constante des gaz parfait, γ le coefficient isentropique et M la masse molaire.

1.2 Propagation dans l'air

⚡ [FLTCLD] p.517

1.2.1 Mesure de la vitesse du son

Nous allons remonter à la vitesse du son dans l'air en mesurant le temps de vol d'une onde entre deux transducteurs ultrasonores, comme représenté en figure 4.1.

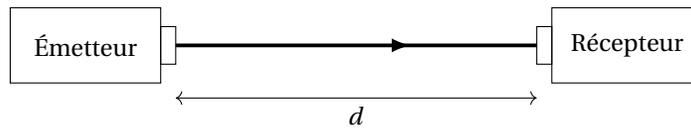


FIGURE 4.1 – Mesure de la vitesse du son dans l'air par temps de vol.

Placer un émetteur et un récepteur ultrasonore P73.21 l'un en face de l'autre. Alimenter l'émetteur "air" avec une tension sinusoïdale de 10 V produit par un GBF. Observer cette tension et le signal reçu par le récepteur "air" avec un oscilloscope. Chercher la fréquence de résonance des transducteurs qui maximise le signal reçu, elle est autour de 40 kHz.

Régler le GBF pour qu'il émette des salves sinusoïdales à cette fréquence de résonance (bouton *Burst*), suffisamment espacé dans le temps pour séparer des impulsions successives (*Burst Period* de 10 ms par exemple).

Il faut soigner l'alignement des transducteurs pour améliorer la détection du signal au niveau du récepteur. Le signal reçu est par ailleurs beaucoup plus large que l'impulsion émise par le GBF. L'origine de cet élargissement ne provient pas d'un effet de dispersion, mais du principe de fonctionnement des transducteurs (nous vous conseillons la lecture de [FLTCLD] p.526 pour plus de détails).

Placer les deux transducteurs le long d'une longue règle en bois afin de conserver leur alignement.

Pour différentes distances d entre les deux transducteurs, mesurer le temps de vol t_{vol} mis par l'onde pour parcourir cette distance. On réalise la mesure entre le début de l'impulsion émise et de l'impulsion reçue pour plus de précision. Représenter d en fonction de t_{vol} , et remonter à la vitesse c_{air} du son dans l'air par régression affine.

On rappelle que $c_{air} \approx 346$ m/s à 25°C.

L'ordonnée à l'origine non-nulle obtenue provient du temps de réponse du transducteur et de l'incertitude sur la position exacte du transducteur dans les boîtiers.

1.2.2 Application à la télémétrie ultrasonore

La télémétrie permet de mesurer la distance d'un objet à un émetteur-récepteur à partir du temps de vol d'une onde émise qui se réfléchit sur l'objet. La télémétrie ultrasonore est principalement adaptée aux mesures subaquatiques, c'est le principe du sonar dans les sous-marins par exemple.

Placer les deux transducteurs côte-à-côte le plus proche possible, et les orienter vers une plaque en aluminium (P68.10 par exemple) à une distance d d'un mètre environ, comme indiqué sur la figure 4.2. Régler la perpendicularité de l'écran par rapport aux transducteurs de manière à maximiser le signal reçu.

Mesurer le temps de vol t_{vol} de l'onde pour parcourir la distance $2d$ correspondant à un aller-retour jusqu'à l'objet, puis en déduire la distance d en utilisant la régression affine précédente.

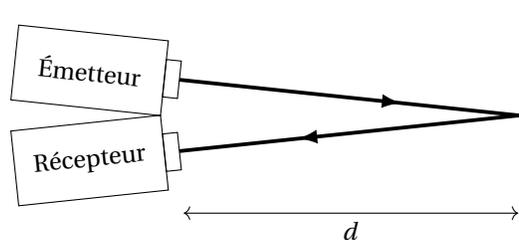


FIGURE 4.2 – Principe de la télémétrie acoustique.

L'onde acoustique n'arrive pas en incidence normale sur l'écran, comme l'émetteur et le récepteur ne se superposent pas parfaitement, ce qui engendre une erreur sur la mesure. On la minimise en accolant les deux transducteurs le plus possible. On peut également la corriger en mesurant cet angle.

1.3 Propagation dans différents milieux

Nous allons mesurer la vitesse du son dans l'eau et dans le dural (alliage d'aluminium et de cuivre).

1.3.1 Propagation dans l'eau

Le dispositif P0.28, schématisé en figure 4.3, est constitué d'une cuve remplie d'eau dans laquelle se trouve deux transducteurs ultrasonores et un bloc parallélépipédique de Dural. Il s'avère que les émetteurs ultrasonores émettent et reçoivent dans les deux directions (sur chaque face avant et arrière). Il est possible, pour une meilleure mesure, de fixer de la mousse sur les faces qui ne font pas face pour éviter les réflexions parasites.

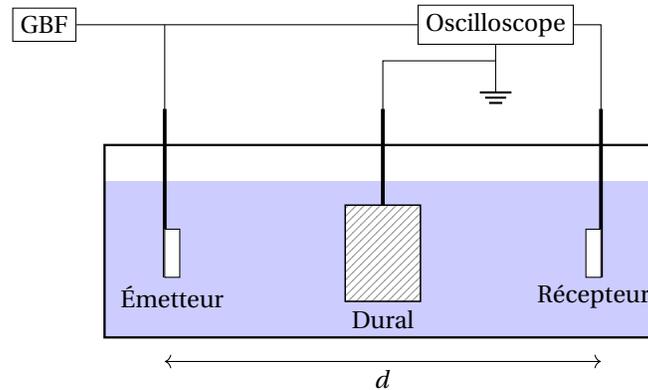


FIGURE 4.3 – Dispositif permettant d'étudier la propagation des ondes dans l'eau et dans le dural.

Déplacer le bloc de dural vers l'arrière de la cuve P0.28 pour qu'il interfère pas sur la mesure de la vitesse dans l'eau. Alimenter un transducteur avec une tension sinusoïdale de 10 V à 420 kHz produit par un GBF, et observer le signal émis et le signal reçu par l'autre transducteur avec un oscilloscope.

Le signal reçu est bruité à cause de la propagation d'ondes électromagnétiques entre les transducteurs dans l'eau. Pour les atténuer, il faut relier l'eau à la masse de l'oscilloscope.

Relier à l'aide de pinces crocodiles la masse de l'oscilloscope (on pourra utiliser la petite lamelle métallique sur sa face avant) à la tige du bloc de dural, qui est immergé dans l'eau.

Comme pour la propagation dans l'air, soigner l'alignement des transducteurs pour maximiser le signal reçu, chercher la fréquence de résonance des transducteurs (autour de 420 kHz), puis envoyer avec le GBF des salves sinusoïdales à cette fréquence (bouton Burst) espacées de 10 ms par exemple.

De façon analogue à la propagation dans l'air, il serait plus précis de mesurer le temps de vol d'une onde pour différentes distances entre les transducteurs, puis de remonter à la vitesse du son par régression linéaire. Nous allons nous contenter ici d'un seul point de mesure pour gagner de temps.

Mesurer le temps de vol t_{eau} d'une onde pour parcourir la distances d entre les deux transducteurs, et en déduire la vitesse du son dans l'eau $c_{\text{eau}} = d / t_{\text{eau}}$.

On retrouve que $c_{\text{eau}} \approx 1,48 \cdot 10^3$ m/s à 20°C.

1.3.2 Propagation dans le dural

Dans un solide isotrope, il existe deux types d'ondes acoustiques qui peuvent se propager (voir [Oswald] p.211) :

- les ondes de compression (ou ondes P) : elles sont longitudinales et se propagent à la vitesse :

$$c_P = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}}$$

avec E le module d'Young, ν le coefficient de Poisson et ρ la masse volumique du matériau.

- les ondes de cisaillement (ou ondes S) : elles sont transversales et ne peuvent donc pas se propager dans les fluides, leurs vitesses dans les solides vaut :

$$c_S = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}} < c_P$$

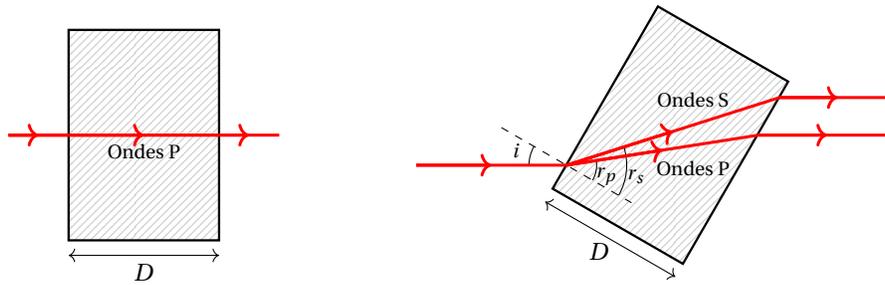


FIGURE 4.4 – Propagation des ondes acoustiques dans le dural : sous incidence normale à gauche, pour une incidence i quelconque à droite.

Nous allons dans un premier temps envoyer une onde sous incidence normale dans le bloc de dural, de manière à n'exciter que le mode de compression, comme représenté en figure 4.4 à gauche.

Le temps de vol t_p de l'onde entre les deux transducteurs est la somme du temps de vol à travers l'épaisseur D de dural, et du temps de vol pour parcourir la distance $d - D$ d'eau, soit :

$$t_p = \frac{D}{c_{p,dural}} + \frac{d-D}{c_{eau}}$$

On peut alors remonter à la vitesse des ondes P dans le dural :

$$c_{p,dural} = \frac{D}{t_p - \frac{d-D}{c_{eau}}}$$

Placer le bloc de dural entre les deux transducteurs du dispositif P0.28 dans la direction de sa longueur (soit $D = 8,5$ cm) et orienter ses surfaces perpendiculairement à l'onde acoustique pour obtenir une incidence normale.

Mesurer le temps de vol t_p de l'onde, à partir du premier pic reçu par le récepteur. En déduire la vitesse $c_{p,dural}$.

Le dural est utilisé dans l'industrie sous le nom usuel *Aluminum alloy 2014*. À partir des valeurs tabulées de ses propriétés mécaniques ($E_{dural} \approx 73$ GPa, $\nu \approx 0,33$ et $\rho_{dural} \approx 2,8 \cdot 10^3$ kg/m³), on attend $c_{p,dural} \approx 6,2 \cdot 10^3$ m/s.

Lorsque l'angle d'incidence i est quelconque, une onde de cisaillement se propage dans le solide en plus de l'onde de compression, comme représenté en figure 4.4 à droite. L'onde de cisaillement produit à son tour une seconde onde de compression dans le fluide après avoir traversé le solide, que l'on peut détecter avec le transducteur.

Les angles de réfraction r_p et r_s sont donnés par la loi de Snell-Descartes, où l'inverse des vitesses joue ici le rôle de l'indice optique :

$$\frac{\sin i}{c_{eau}} = \frac{\sin r_p}{c_{p,dural}} = \frac{\sin r_s}{c_{s,dural}}$$

Pour simplifier l'analyse, nous allons nous limiter à un angle d'incidence i très faible, afin de considérer que la distance parcourue par l'onde dans le bloc soit toujours égale à D . Le temps de vol t_s de l'onde de cisaillement s'exprime alors de la même façon que celui de l'onde de compression :

$$t_s = \frac{D}{c_{s,dural}} + \frac{d-D}{c_{eau}}$$

D'où la vitesse des ondes S dans le dural :

$$c_{s,dural} = \frac{D}{t_s - \frac{d-D}{c_{eau}}}$$

Incliner le bloc de dural avec un angle d'incidence faible et observer l'apparition d'une seconde salve au niveau du récepteur, correspondant à la propagation de l'onde de cisaillement.

Mesurer le temps de vol t_s de l'onde, et en déduire la vitesse $c_{s,dural}$.

On attend $c_{s,dural} \approx 3,1 \cdot 10^3$ m/s.

2 Propriétés ondulatoires du son

2.1 Interférences acoustiques : le trombone de König

☞ [Quaranta I] à « Sons (propagation libre des) », [Duffait CAPES] p.287

Le trombone de König, schématisé en figure 4.5, permet d'illustrer le phénomène d'interférence entre deux ondes acoustiques.

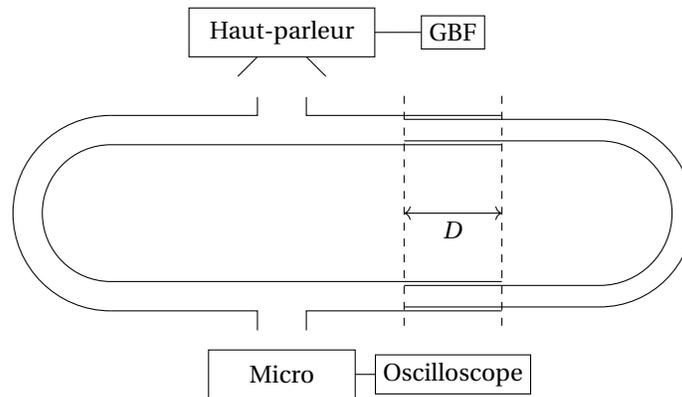


FIGURE 4.5 – Principe du trombone de König.

On envoie à l'aide d'un haut-parleur une onde à l'entrée du trombone. Une partie de l'onde parcourt la branche gauche du trombone de longueur fixe. L'autre partie de l'onde parcourt la branche droite du trombone qui est mobile. En déplaçant la coulisse d'une distance D , on fait varier la longueur de la branche de $2D$. Au niveau de la sortie, les deux ondes se rejoignent et interfèrent. Entre deux maxima ou deux minima successifs, la différence de chemin acoustique a varié d'une longueur d'onde, soit $\lambda = 2D$.

Le trombone étant un système fermé, il peut également développer des ondes stationnaires et un phénomène de résonance à l'intérieur de celui-ci, mais cela n'empêche pas l'observation des interférences.

Fixer des cornets P71.21 sur les embouchures du trombone de König P72.2. Placer un haut-parleur P74.29 alimenté par un GBF devant l'un des cornets du trombone. Placer un micro P74.37 (demandez-le aux techniciens) devant l'autre cornet, et le relier à un adaptateur P74.38 puis à un oscilloscope.

Générer une onde de fréquence fixe avec le haut-parleur ($f = 1$ kHz par exemple). Déplacer la coulisse et relever les positions D_n correspondant aux n maxima (ou minima) successifs. On pourra utiliser le mode Haute résolution de l'oscilloscope.

Réaliser la régression linéaire de D_n en fonction de n et remonter au coefficient directeur $\frac{\lambda}{2}$. Remonter ensuite à la vitesse du son dans l'air $c_{\text{air}} = f\lambda$.

2.2 Battements acoustiques de deux diapasons

☞ [Duffait CAPES] p.293

Nous allons illustrer le phénomène de battements acoustiques à l'aide de diapasons. Rappelons qu'un diapason est formé de deux branches métalliques en U qui peuvent vibrer à une fréquence fixe extrêmement stable. La caisse de résonance sous le diapason permet une adaptation d'impédance, nous y reviendrons dans la dernière partie de ce TP.

Frapper un diapason à 440 Hz P71.6 avec un marteau P71.33 et mesurer sa fréquence sur un oscilloscope avec un micro P74.37 (demandez-le aux techniciens) relié à un adaptateur P74.38.

En fixant une masselotte sur l'une des branches d'un diapason, cela abaisse légèrement sa fréquence de résonance. Le son est d'autant plus grave que la masselotte est proche de l'extrémité de la branche.

Fixer une petite masselotte P71.27 vers le centre de l'une de ses branches, et mesurer le décalage en fréquence du diapason sur l'oscilloscope (de l'ordre de quelques Hz).

Mettre en regard la caisse de résonance du diapason avec celle d'un autre diapason à 440 Hz sans masselotte. Frapper les deux diapasons et observer des battements acoustiques sur l'oscilloscope (on peut également les entendre à l'oreille). Mesurer la fréquence de ces battements, elle correspond au décalage en fréquence dû à la masselotte.

On retrouve le phénomène de battement dans différents domaines de la physique ondulatoire, en particulier en optique.

2.3 Mesure de l'effet Doppler par détection synchrone

🔗 [FLTCLD] p.539

2.3.1 Principe de la mesure

Considérons un émetteur ultrasonore qui émet une onde à la fréquence f . Si cet émetteur se rapproche d'un récepteur à la vitesse v , la fréquence détectée par le récepteur vaut, par effet Doppler :

$$f_{\text{mesurée}} = \frac{c_{\text{son}}}{c_{\text{son}} - v} f$$

Pour une vitesse v de l'émetteur de l'ordre de quelques cm/s, beaucoup plus faible que la vitesse du son c_{son} , on peut alors développer cette expression au premier ordre et exprimer l'écart en fréquence dû à l'effet Doppler :

$$\delta f = f_{\text{mesurée}} - f \approx \frac{v}{c_{\text{son}}} f \ll f$$

Cet écart en fréquence est trop faible pour pouvoir distinguer f et $f_{\text{mesurée}}$ sur un oscilloscope. Nous allons alors réaliser une détection synchrone afin de mesurer δf .

Le principe de la détection synchrone est détaillé dans le TP 2 du fascicule d'électronique, et dans [FLTCLD] p.541, auxquels vous pouvez vous référer pour plus de détails. Rappelons qu'elle consiste à multiplier le signal de fréquence inconnue $f_{\text{mesurée}}$ par un signal de fréquence connue f pour obtenir un signal contenant une composante harmonique à $2f + \delta f$ et une composante harmonique à δf . On filtre ensuite ce signal à l'aide d'un passe-bas afin de ne conserver que la composante à δf . On accède ainsi facilement à l'écart en fréquence dû à l'effet Doppler.

2.3.2 Réalisation expérimentale

Nous allons utiliser le dispositif Jeulin P73.23, schématisé en figure 4.6. Le boîtier Doppler par ultrasons permet d'obtenir directement le résultat de la détection synchrone, mais la qualité du signal émis est mauvaise, et il ne permet pas d'observer les étapes intermédiaires de la détection synchrone. Nous ne l'utiliserons donc que pour contrôler la vitesse du moteur.

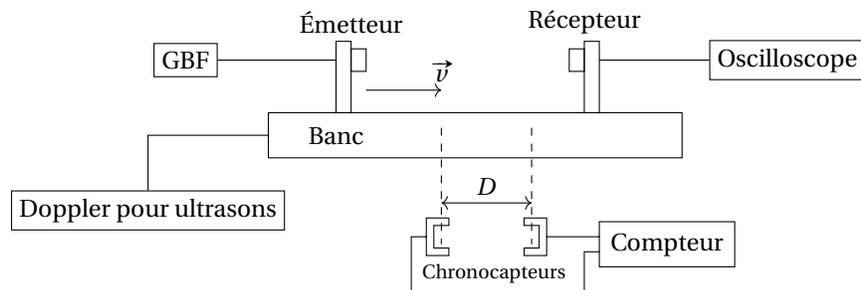


FIGURE 4.6 – Mesure d'un décalage en fréquence dû à l'effet Doppler.

Alimenter le moteur du banc P73.23 à l'aide du boîtier « Doppler par ultrasons » P73.23.

Placer l'émetteur ultrasonore P73.23 sur la partie mobile du banc P73.23, et l'alimenter par une tension sinusoïdale de quelques volts à l'aide d'un GBF.

Placer le récepteur P73.23 sur la partie fixe à droite du banc et observer le signal à ses bornes sur un oscilloscope. Comme précédemment, chercher la fréquence de résonance des transducteurs (autour de 40 kHz) pour vous y placer.

Nous allons mesurer la vitesse v du banc en mesurant le temps T mis pour parcourir une distance D séparant deux capteurs.

Placer deux chronocapteurs à fourche P96.27 le long du banc de telle sorte que la petite languette de la partie mobile du banc passe dans les fourches au cours du déplacement. Séparer les deux fourches d'une distance $D = 20$ cm.

Relier les fils Signal et Masse du premier capteur aux bornes Départ d'un chronocompteur P96.26, réglé sur Ouverture, et les fils du second capteur aux bornes Arrêt réglé sur Ouverture. Sélectionner le mode chrono. Relier les deux fils Alimentation aux bornes rouges 3,5 V.

Faire avancer l'émetteur vers le récepteur en contrôlant la vitesse et le sens du déplacement avec le boîtier (les câbles d'alimentation de l'émetteur ne doivent pas être tendus au cours du déplacement sinon ils risquent de ralentir le banc).

Mesurer le temps T entre le passage des deux fourches pour en déduire la vitesse du banc $v = D/T$ (quelques cm/s).

Mesurer la fréquence $f_{\text{mesurée}}$ du signal reçu par le récepteur.

Le décalage en fréquence δf dû à l'effet Doppler est de l'ordre de quelques Hz. Il n'est pas mesurable de façon directe à l'oscilloscope, d'où l'intérêt de la détection synchrone.

À l'aide d'un multiplieur P41.15, multiplier le signal reçu par le récepteur avec la tension du GBF. Filtrer le signal en sortie du multiplieur par un filtre passe-bas d'ordre 4 P41.21 réglé sur 10 Hz et alimenté en ± 15 V.

Pour différentes vitesses v de la table traçante, mesurer la fréquence δf des oscillations à la sortie du filtre, qui correspond au décalage en fréquence dû à l'effet Doppler. Utiliser le mode Défilement de l'oscilloscope et maintenir le signal affiché sur l'écran avec le bouton Run Stop pour réaliser la mesure (δf est de l'ordre du Hz).

Tracer δf en fonction de v , puis réaliser une régression linéaire et remonter à la vitesse du son dans l'air c_{son} à l'aide du coefficient directeur.

Nous avons utilisé ici un filtre passe-bas d'ordre 4 de Butterworth. Il présente l'avantage d'être fortement sélectif et donc d'obtenir une détection synchrone de bonne qualité, mais un simple filtre passe-bas RC est suffisant pour la mesure de δf .

2.4 Résonateur de Helmholtz (en seconde lecture)

☞ [BUP 845], [Garing OM] p.120

Un résonateur de Helmholtz est une cavité résonante, généralement sphérique, de grand volume V munie d'une embouchure de section s , de diamètre d et de longueur l . Une modélisation simple montre que la pulsation de résonance de ce système est donnée par :

$$\omega_0 \approx c_{\text{son}} \sqrt{\frac{s}{V l_{\text{eff}}}}$$

avec c_{son} la vitesse du son dans l'air et l_{eff} une longueur efficace pour l'embouchure. Cette longueur permet de prendre en compte des effets hydrodynamiques dus à l'émission de l'onde au niveau de l'embouchure. À l'ordre le plus bas, on retrouve $l_{\text{eff}} = l$, mais on pourra également utiliser la formule proposée dans [BUP 845] :

$$l_{\text{eff}} = l + \frac{8d}{3\pi}$$

Placer un micro P74.37 (demandez-le aux techniciens) à l'intérieur d'un résonateur de Helmholtz P72.6, et le relier à un adaptateur P74.38 puis à un oscilloscope. Placer un haut-parleur P74.29, alimenté par un GBF, devant l'embouchure du résonateur.

Réaliser un balayage en fréquence pour trouver sa fréquence de résonance, correspondant à une amplitude maximale du signal observé sur l'oscilloscope. Comparer cette fréquence à la modélisation théorique précédente en mesurant les paramètres géométriques du résonateur.

3 Impédance acoustique

3.1 Rappels sur la notion d'impédance acoustique

☞ [Garing OM] p.112

L'impédance acoustique d'un milieu est définie telle que :

$$Z = \frac{p_1}{v_1}$$

avec p_1 la surpression et v_1 la vitesse de la particule associée. Pour une onde plane progressive harmonique, ce rapport vaut :

$$Z = \rho c$$

avec ρ la masse volumique du milieu et c la vitesse de l'onde.

À partir des mesures de vitesses précédemment réalisées, on peut par exemple remonter à $Z_{\text{air}} \approx 4,4 \cdot 10^2 \text{ kg/m}^2/\text{s}$ et $Z_{\text{eau}} \approx 1,5 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2/\text{s}$.

À l'interface entre deux milieux, les coefficients de transmission T et de réflexion R en énergie d'une onde provenant d'un milieu d'impédance Z_1 vers un milieu d'impédance Z_2 s'expriment :

$$\begin{cases} T = \frac{4Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} \\ R = 1 - T = \left(\frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \right)^2 \end{cases}$$

Ces relations montrent que pour maximiser la transmission d'une onde au niveau d'une interface, il faut que les deux milieux aient des impédances proches, c'est le principe de l'adaptation d'impédance (que l'on retrouve également en électronique).

3.2 Intérêt de la caisse de résonance d'un diapason

🔗 [Duffait CAPES] p.293

La caisse de résonance d'un diapason permet de réaliser une adaptation d'impédance. C'est une cavité résonante, de longueur proche de $\lambda/4$ pour la fréquence du diapason, ce qui permet le développement d'une onde stationnaire correspondant à son mode propre. Elle maximise donc la transmission de l'énergie de vibration du diapason vers le milieu extérieur.

Retirer la caisse de résonance sous un diapason P71.6. Tenir le diapason à la main et le frapper avec un marteau P71.33. Le son émis est très faible mais dure longtemps.

Recommencer l'expérience en le plaçant sur sa caisse de résonance. Le son est beaucoup plus fort mais s'arrête plus vite.

Enfin, recommencer l'expérience en le plaçant sur la caisse de résonance d'un diapason de fréquence différente (P71.3 par exemple). La transmission est moins bonne car sa taille n'est pas adaptée à cette fréquence.

3.3 Impédance d'un transducteur acoustique

🔗 [Garing OM] p.112

L'impédance d'un transducteur acoustique est généralement proche de l'impédance du milieu dans lequel il génère et reçoit des ondes, afin de maximiser la transmission de l'énergie.

Considérons un transducteur ultrasonore adapté à l'émission dans l'eau, donc d'impédance relativement proche de celle de l'eau. S'il est utilisé pour transmettre une onde dans l'air, dont l'impédance est très différente, la transmission sera alors très faible car $T \approx 0,1\%$.

Placer un émetteur et un récepteur ultrasonore P73.21 l'un en face de l'autre dans une petite cuve initialement vide. Alimenter avec un GBF l'émetteur "eau" avec une tension sinusoïdale d'amplitude $U_e = 10 \text{ V}$ et de fréquence 32 kHz (correspondant à la résonance de ces transducteurs). Observer le signal reçu par le récepteur "eau" avec un oscilloscope, l'amplitude est quasi-nulle.

Remplir d'eau le fond de la cuve de manière à immerger les transducteurs étanches. L'amplitude du signal reçu par le récepteur est beaucoup plus importante.

Bibliographie

- ✦ [PGDG] : P.-G. DE GENNES, F. BROCHARD-WYART et D. QUÉRÉ, *Gouttes, bulles, perles et ondes*, Belin (2013)
- ✦ [Andreotti] : B. ANDREOTTI, Y. FORTERRE et O. POULIQUEN, *Les milieux granulaires : entre fluide et solide*, EDP Sciences (2011)
- ✦ [FLTCLD] : M. FRUCHART, P. LIDON, E. THIBIERGE, M. CHAMPION, A. LE DIFFON, *Physique expérimentale : optique, mécanique des fluides, ondes et thermodynamique*, De Boeck (2016)
- ✦ [Quaranta I] : L. QUARANTA, *Dictionnaire de physique expérimentale, Tome I : La mécanique*, Pierron (2002)
- ✦ [SanzPC] : M.N. SANZ, B. SALAMITO, *Physique tout-en-un PC-PC**, Dunod (2009)

1 Contact entre deux solides

1.1 Mise en évidence

✦ [Andreotti] p.20

Nous allons mettre en évidence expérimentalement quelques aspects des lois d'Amontons-Coulomb. Celles-ci déterminent le comportement d'un patin glissant sur un substrat solide :

- Partant du repos, il faut exercer une force tangentielle $|\vec{T}|$ supérieure ou égale à $\mu_s |\vec{N}|$ pour mettre en mouvement le patin. $|\vec{N}|$ est la réaction normale à la surface de contact, μ_s est appelé coefficient de frottement statique et dépend de la nature des deux surfaces en contact. Tant que le patin est immobile, la réaction tangentielle est a priori indéterminée.
- Une fois le patin en mouvement, la norme de la force de frottement $|\vec{T}|$ est égale à $\mu_d |\vec{N}|$, où μ_d désigne le coefficient de frottement dynamique. La force de frottement est alors dirigée dans le sens opposé de la vitesse.

μ_d et μ_s ont des valeurs comprises typiquement entre 0,1 et 1 et $\mu_d \lesssim \mu_s$.

Nous allons commencer par vérifier les lois d'Amontons-Coulomb. Nous allons tirer avec un capteur de force sur un bloc de bois jusqu'à sa mise en mouvement. Le capteur délivre une tension U proportionnelle à la force F qu'il applique telle que $F = kU$. On utilise le dispositif P82.14 qui permet de tracter à vitesse constante le bloc, tout en mesurant la force exercée sur celui-ci.

On utilise le bloc P82.10/3 (recouvert d'adhésif noir et d'une bande réfléchissante) que l'on fait glisser sur une feuille de papier pour assurer une meilleure homogénéité de la surface. Nous réutiliserons ce bloc et cette surface lors de l'étude du mouvement de stick-slip, mais le protocole utilisé ici peut être appliqué à d'autres mobiles et d'autres surfaces.

Mesure du coefficient de frottement statique Pour mesurer le coefficient de frottement statique, on désire augmenter progressivement la force de traction grâce à un ressort que l'on va tendre progressivement. La force exercée sur le bloc croît alors progressivement jusqu'à sa mise en mouvement. L'expérience est représentée en figure 5.1 à gauche.

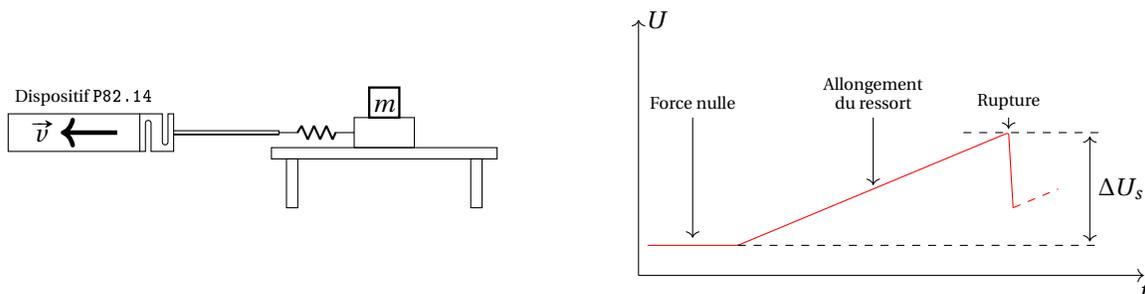


FIGURE 5.1 – À gauche, schéma de l'expérience de mesure de coefficient statique. À droite, allure de la courbe obtenue.

⊗ Le capteur de force est fragile : manipuler le dispositif avec précaution !

Scotcher sur une cale en bois P25 une feuille de papier. Peser le patin P82.10/3 de masse m_b . Relier le patin par un ressort (même sachet) au dispositif P82.14 (voir figure 5.1). Alimenter le moteur avec un module Hameg P28.1. On choisira pour commencer une tension proche de 1 V. Un interrupteur permet de changer le sens de rotation du moteur. Mettre en route le moteur de façon à tendre le ressort et observer à l'oscilloscope en mode Défilement la tension U délivrée par le boîtier de conditionnement (fiches jaune et rouge).

La forme du signal observé est représentée sur la figure 5.1 à droite. On en déduit une différence de tension ΔU_s correspondant à la rupture du contact.

Pour différentes masses m P98.10 entre 0 et 200 g posées sur le bloc de bois, mesurer ΔU_s à l'aide des curseurs de l'oscilloscope. Tracer $F_s = k\Delta U_s$ en fonction de $N = (m + m_b)g$ et réaliser une régression linéaire.

k désigne le coefficient d'étalonnage du capteur de force : il est inscrit sur le boîtier. En déduire le coefficient de frottement statique μ_s qui correspond au coefficient directeur de la droite.

Mesure du coefficient de frottement dynamique Pour mesurer le coefficient de frottement dynamique, on mesure la force exercée sur le bloc pour le tracter à vitesse constante. L'expérience est représentée en figure 5.2 à gauche.

Relier le bloc de bois directement au dispositif P82.14 (voir figure 5.2). On pourra choisir une tension d'alimentation du moteur de 4 V. Mettre en route le moteur de façon à tirer le bloc et observer à l'oscilloscope en mode Défilement la tension U délivrée par le boîtier de conditionnement.

La forme du signal observé est représentée sur la figure 5.2 à droite. On en déduit une différence de tension ΔU_d correspondant à la force de frottement dynamique.

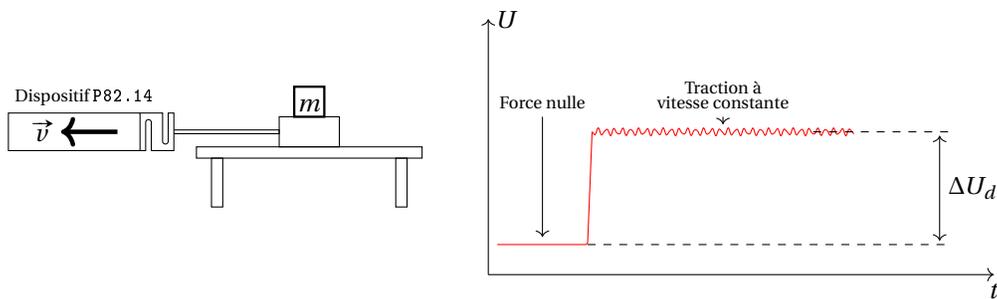


FIGURE 5.2 – À gauche, schéma de l'expérience de mesure de coefficient dynamique. À droite, allure de la courbe obtenue.

Pour différentes masses m entre 0 et 200 g posées sur le bloc de bois, mesurer ΔU_d à l'aide des curseurs à l'oscilloscope. Évaluer la dispersion des mesures. Tracer $F_d = k\Delta U_d$ en fonction de $N = (m + m_b)g$ et réaliser une régression linéaire.

En déduire le coefficient de frottements dynamique μ_d qui correspond au coefficient directeur de la droite.

Autres expériences possibles

- ▷ Nous pouvons également vérifier expérimentalement que les coefficients de frottements statiques et dynamiques ne dépendent pas de l'aire de contact. On peut réaliser l'expérience schématisée en figure 5.3. Cette mise en évidence est plus délicate car il faut s'assurer que les coefficients de frottements des différents blocs sont les mêmes.



FIGURE 5.3 – La force nécessaire pour faire glisser les masses est identique dans les deux situations. Elle est indépendante de la surface de contact.

- ▷ On peut mettre en évidence la notion de cône de frottement. Pour cela, mettre le morceau de bois sur le support et l'incliner progressivement jusqu'à avoir glissement (voir figure 5.4. Mesurer l'angle d'inclinaison correspondant. On attend $\tan \alpha =$

μ_s . Lorsque l'on diminue légèrement l'angle, le glissement continue car $\mu_d < \mu_s$, il faut diminuer suffisamment l'angle pour stopper la masse.



FIGURE 5.4 – On augmente l'angle d'inclinaison α jusqu'au glissement du patin.

1.2 Mouvement de stick-slip (en seconde lecture)

☞ [SanzPC] p.1305

Nous allons étudier le mouvement de stick-slip, ou collé-glissé, qui est un type d'oscillations de relaxation que l'on rencontre dans différents domaines : crissement d'une craie, frottement d'un archet sur un violon, etc. On considère un bloc solide posé sur un substrat que l'on tire avec un ressort de raideur k à la vitesse V . Tant que la force exercée par le ressort n'excède pas $\mu_s mg$, le bloc reste immobile. Une fois que l'allongement du ressort est suffisant, le bloc est entraîné par le ressort et peut alors glisser jusqu'à ce que la tension exercée par le ressort soit inférieure au frottement dynamique soit $\mu_d mg$. On peut déterminer la position du mobile x et l'allongement ε du ressort à chaque instant. Le calcul est réalisé dans [SanzPC], p.1305. L'allure de la position du mobile x et l'allongement ε du ressort sont représentés en figure 5.5.

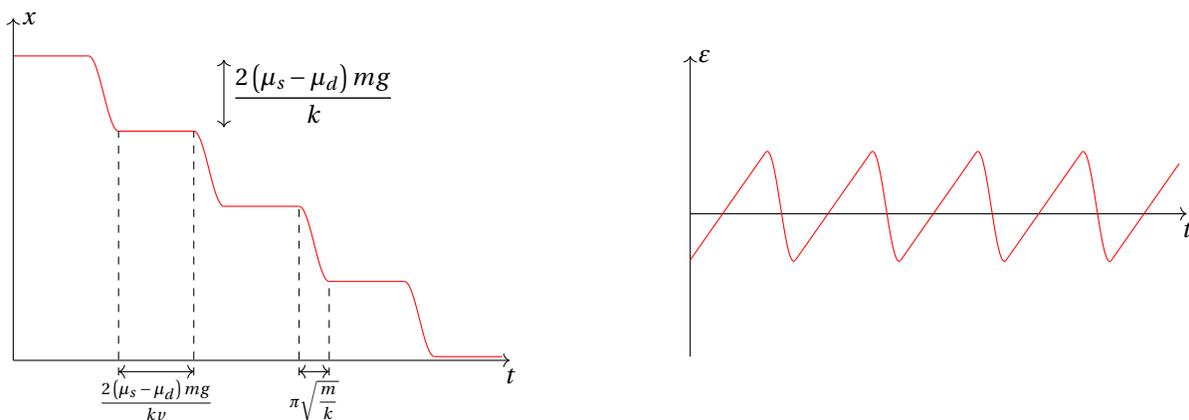


FIGURE 5.5 – Allure de la position x du bloc et de l'allongement ε du ressort en fonction du temps lors d'un mouvement de stick-slip.

La durée d'une phase de stick est $\frac{2(\mu_s - \mu_d)mg}{kv}$, celle d'une phase de slip est $\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$.

On utilise le dispositif P82. 14, ce qui permet de tracter le système masse-ressort à vitesse constante en maintenant la tension d'alimentation fixée. L'expérience est représentée figure 5.6.

On utilisera le couple bloc de bois/surface papier dont nous avons déterminé les coefficients de frottement statique et dynamique à la partie 1.1. On commence par déterminer la constante de raideur du ressort utilisé.

Suspendre au ressort des masses croissantes (jusqu'à 100 g environ) et mesurer son allongement.

Tracer $F = mg$ en fonction de l'allongement. Ajuster par une droite affine et en déduire sa raideur et sa longueur à vide.

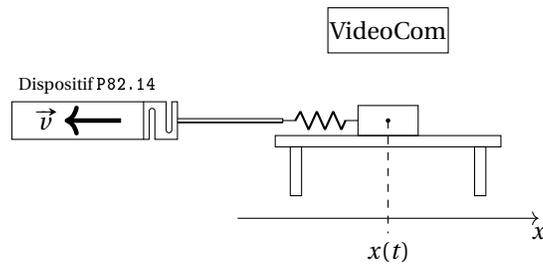


FIGURE 5.6 – Schéma de l'expérience de stick-slip.

Alimenter le moteur avec un module Hameg P28.1. On choisira pour commencer une tension proche de 4 V.

On réalise maintenant une analyse cinématique du phénomène. On utilise pour cela le dispositif VidéoCom P17.14/2. Il est constitué de LED qui émettent des flashes lumineux à intervalles réguliers, et d'une barrette CCD qui détecte la position du mobile grâce à la réflexion du flash lumineux sur la bande réfléchissante.

Visser une tige filetée au dispositif VidéoCom et suspendre celui-ci au dessus du bloc de bois (environ 30 cm au dessus). Alimenter le boîtier, alimenter les LED en branchant le petit câble de la caméra sur le port LED sur le côté de celle-ci (les LED s'allument).

Dans l'outil Réglages, choisir une période d'acquisition de 6,25 ms (la plus basse possible). Dans Généralités, choisir Raccord Série → USB.

La détection du mobile est parfois un peu capricieuse. S'il n'est pas détecté, ajuster l'éloignement de la caméra, son inclinaison, le zoom et le diaphragme de la caméra.

Une fois la caméra ajustée, réaliser le calibrage en distance. Pour différentes positions du mobile (mesurées à la règle), noter le nombre de pixels correspondant.

Réaliser une acquisition. On peut acquérir environ une dizaine de phases de stick-slip.

Analyse de la courbe On obtient une courbe semblable à celle de la figure 5.5, à gauche. Nous allons analyser cette courbe avec une routine python `stickslip.py` disponible sur le portail des études.

- On calcule d'abord la vitesse du mobile.
- On isole les phases de glissement en détectant seuils montant et descendant dans la vitesse : on ajuste ces portions de courbes par un sinus : on remonte à la pulsation de l'oscillateur.
- On isole aussi les phases de stick : on détermine ainsi l'amplitude spatiale des stick-slip.

REMARQUE : On peut aussi réaliser cette expérience sans utiliser VidéoCom, en utilisant le signal délivré par le capteur de force. On peut remonter à la période de stick-slip mais pas à l'amplitude. Le signal est également moins propre.

2 Interface entre deux fluides et films de savon

2.1 Surfaces minimales

☞ [PGDG] p.13, [Quaranta I] à « Capillarité »

Pour un système présentant plusieurs phases (deux liquides non miscibles, liquide/gaz, liquide/solide, etc.), la création d'interface a un coût énergétique.

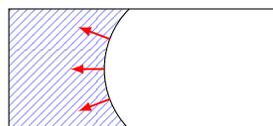


FIGURE 5.7 – Fil tendu par les forces de tension superficielle.

Prendre un cadre rectangulaire ou circulaire d'environ 5 cm (boîte P105.15). Nouer un fil de part et d'autre du cadre, comme schématisé sur la figure 5.7. Tremper le rectangle en entier dans un bécher de liquide à bulles P76 (flacon "liquide à bulles") : on forme deux films de savons. Percer l'un des deux films : le fil se tend de façon à minimiser l'aire du film de savon restant.

Ne pas gaspiller le liquide à bulle : remettre le contenu du bécher dans le flacon.

2.2 Loi de Laplace

☞ [PGDG] p.17, [Quaranta I] à « Capillarité »

La loi de Laplace stipule qu'à l'équilibre thermodynamique avec un réservoir de volume à la pression p_0 , la pression p au sein d'une bulle sphérique de rayon R est $p = p_0 + 4\gamma/R$, où γ est la tension superficielle de l'interface liquide/air. Pour mettre en évidence la loi de Laplace, nous allons réaliser une expérience qui vise à montrer que la pression est plus grande dans une petite bulle que dans une grande bulle. Nous avons à notre disposition un dispositif, schématisé en figure 5.8, composé de deux conduits séparés par un robinet à trois entrées. Une poire à pipetter permet de souffler l'air dans chacun des conduits donc de gonfler des bulles.

Remplir un petit bécher de "liquide à bulles" P76. Mettre le robinet à trois entrées de façon à relier la poire à pipetter et le premier tuyau. Tremper l'extrémité du conduit dans le liquide et gonfler la bulle en appuyant sur S. Faire de même pour le second conduit, en formant une bulle de taille différente. Tourner le robinet de façon à relier les deux bulles : la petite bulle se vide dans la grande.

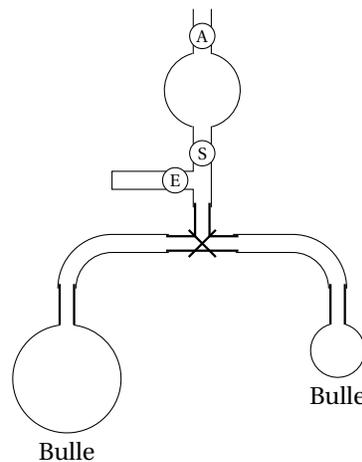


FIGURE 5.8 – Expérience illustrant la loi de Laplace.

3 Contact à trois phases

3.1 Forme des gouttes

☞ [PGDG], p.43-45, [Quaranta I] à « Capillarité »

Si l'on dépose une goutte sur un plaque de verre propre, elle s'étale. En revanche, si on fait de même sur du téflon, ça n'est pas le cas. Cela est dû au fait qu'à l'interface liquide-gaz-solide s'établit un équilibre de trois forces capillaires, chacune tendant à réduire l'aire de l'interface. On note γ_{SG} la tension de surface de l'interface solide-gaz, γ_{SL} celle de l'interface solide-liquide et γ celle de l'interface liquide-gaz. Si $\gamma_{SG} < \gamma + \gamma_{SL}$, le mouillage est partiel : la goutte ne s'étale pas et forme à l'équilibre une calotte sphérique qui s'appuie sur le substrat, et qui forme un angle θ_E , nommé angle de contact, représenté en figure 5.9.

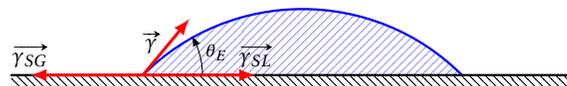


FIGURE 5.9 – Goutte en mouillage partiel : définition de l'angle de contact.

Déposer une goutte d'eau sur une plaque de téflon P105.48. Prendre en photo cette goutte (avec l'appareil photo P15.19 par exemple). On peut aussi éclairer la goutte en éclairage parallèle et faire l'image de la goutte avec une lentille (focale 10 cm par exemple). Mesurer l'angle de contact (au rapporteur ou sur ImageJ). Répéter l'opération pour différents substrats P105.48.

Lorsque la goutte est trop large, les effets gravitationnels se font sentir et la goutte s'aplatit. L'épaisseur d'une goutte large est :

$$e = 2\sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}} \sin\left(\frac{\theta_E}{2}\right)$$

Prendre un substrat pour lequel on aura déjà calculé θ_E . Mesurer l'épaisseur d'une goutte large sur l'image (en utilisant une grille de pas connu pour servir d'étalon de longueur) et comparer à la valeur attendue.

3.2 Loi de Jurin

✎ [FLTCLD], p.472, [Quaranta I] à « Capillarité »

Lorsqu'un tube capillaire est plongé dans un liquide mouillant, on observe la montée du fluide à l'intérieur du tube, résultant d'une compétition entre énergie de surface et énergie potentielle de pesanteur. Par un raisonnement énergétique (ou en raisonnant en termes de pression), on peut montrer que la hauteur h du fluide dans le tube est :

$$h = \frac{2(\gamma_{SG} - \gamma_{SL})}{\rho g r} = \frac{2\gamma \cos\theta_E}{\rho g r}$$

γ_{SG} désigne la tension de surface de l'interface solide-gaz, γ_{SL} celle de l'interface solide-liquide et γ celle de l'interface liquide-gaz; θ_E est l'angle de contact du fluide sur la surface solide étudiée; ρ est la masse volumique du fluide; g est l'accélération de la pesanteur et r désigne le rayon des tubes capillaires. Cette relation est nommée loi de Jurin. On va vérifier cette relation pour plusieurs tubes de diamètres différents.

Nettoyer soigneusement les capillaires et la cuve P105.16 à l'éthanol, et les laisser sécher.

Remplir (à moitié) la cuve d'éthanol. Plonger les capillaires dans la cuve. Dans chaque capillaire, faire monter le fluide avec une poire à pipetter puis le laisser redescendre jusqu'à son état d'équilibre.

Les phénomènes de mouillage sont sensibles à la propreté des surfaces utilisées : un moindre défaut suffit à stopper la ligne triple.

Placer une grille millimétrée derrière les tubes capillaires, puis prendre en photo le dispositif expérimental. Sur ImageJ, relever la hauteur de fluide (entre le bas du ménisque et la surface libre du liquide).

Représenter la hauteur d'ascension h en fonction du rayon r des tubes capillaires. Tracer ensuite h en fonction de $1/r$ et ajuster les données expérimentales par une fonction linéaire. La pente attendue est $\frac{2\gamma \cos\theta_E}{\rho g}$. On suppose que $\theta_E \approx 0$. En déduire γ . Comparer à la valeur tabulée $\gamma_{\text{éth}} = 22,5 \text{ mN.m}^{-1}$ (à 20°C) sachant que $\rho_{\text{éth}} = 792 \text{ kg.m}^{-3}$.

ATTENTION : la température peut avoir une influence non négligeable sur la tension de surface. Vérifier dans le Handbook si nécessaire.

On peut réaliser la même expérience avec l'eau : la valeur que l'on obtient est assez éloignée de la valeur attendue car le mouillage de l'eau sur le verre est très dépendant de l'état de surface.

Il existe une cuve à base triangulaire au P105.19. Si on la remplit, on observe que la surface libre prend une forme hyperbolique.

Nettoyer soigneusement la cuve P105.19 et laisser sécher. Verser l'éthanol dans la cuve et observer la forme de la surface libre.

Cette expérience peut se prêter à une interprétation quantitative : l'écartement e est proportionnel à la distance x . En collant un transparent millimétré sur la cuve et en prenant en photo l'ensemble, on peut remonter à la courbe $h(e)$ et ainsi à la tension de surface du fluide. On attend :

$$h = \frac{\gamma \cos\theta_E}{\rho g e}$$

La dynamique de l'ascension capillaire est régie par la loi de Washburn et est très rapide : on ne peut pas l'étudier avec le matériel dont nous disposons.

4 Mesure de la tension de surface

4.1 Balance d'arrachement

☞ [FLTCLD], p.466

Le but de cette expérience est de mesurer la tension superficielle d'un liquide en utilisant la méthode de Lecomte du Notuy. Il s'agit d'une méthode d'arrachement : on mesure la force nécessaire pour arracher un anneau de la surface d'un liquide. Connaissant les paramètres géométriques du système, on en déduit la tension superficielle du fluide.

L'anneau subit, en plus de son poids, deux forces de tension de surface (le bilan complet des forces est représenté en figure 5.10) : la force due à l'interface solide/liquide et celle due à l'interface gaz/solide. La force qui en résulte exercée par l'anneau sur le liquide est, (en utilisant en plus la loi de Young-Dupré) :

$$\vec{F}_\gamma = \gamma \cos \theta_E p \vec{e}_z$$

Lorsque la force capillaire est alignée avec la verticale, la force mesurée par le dynamomètre est maximale et on a à la limite d'arrachement $\theta_E \rightarrow 0$. Notons que la poussée d'Archimède n'intervient plus. Ainsi :

$$F_{Ar} = mg + \gamma p$$

Où p désigne le périmètre de l'anneau, et m sa masse. Ainsi :

$$\gamma = \frac{F_{Ar} - mg}{4\pi R}$$

R désigne le rayon de l'anneau. Le périmètre de la ligne de contact est $p = 2 \times 2\pi R$ car il y a deux lignes de contact liquide-air-anneau.

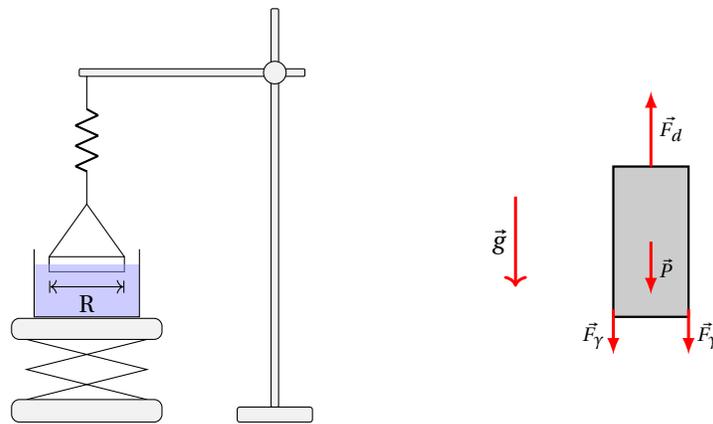


FIGURE 5.10 – Mesure de la tension de surface par la méthode d'arrachement.

L'anneau que nous avons à disposition est un anneau en aluminium de diamètre environ égal à 6 cm. L'anneau est en biseau vers l'intérieur, le diamètre à prendre en compte dans l'expression de la tension de surface est donc le diamètre intérieur.

Mesurer au pied à coulisse le diamètre intérieur D_{int} de l'anneau P105.22.

Mettre en place le dispositif : on utilisera un dynamomètre 1 N (présent dans la boîte ou P97.2), et une boîte de Petri placée sur un support élévateur P12. Étalonner le dynamomètre avec des masses de référence préalablement pesées avec une balance de précision.

Nettoyer l'anneau et la boîte de Petri à l'éthanol puis à l'eau distillée. Une fois sèche, la remplir d'eau distillée.

Mettre l'anneau horizontal en ajustant les petits fils. Suspendre l'anneau au dynamomètre et mesurer son poids hors de l'eau mg . Immerger l'anneau en remontant le support élévateur. Faire descendre délicatement (sans à-coups) tout en observant le dynamomètre. Noter la valeur de force à la rupture F_{Ar} .

Déduire la tension de surface.

Répéter plusieurs fois la mesure afin d'évaluer la dispersion et ainsi l'incertitude sur la mesure. On veillera à refaire quelques fois le lavage pour déterminer l'influence de la propreté.

On attend pour l'eau $\gamma = 72,8 \text{ mN/m}$ à 25°C ($72,0 \text{ mN/m}$ à 20°C).

4.2 Application : influence d'un surfactant sur la tension superficielle et mesure de la concentration micellaire critique (en seconde lecture)

☞ [PGDG], p.177

Nous allons étudier l'influence d'un tensioactif sur la tension superficielle de l'eau. Le soluté utilisé ici est le SDS (sodium dodécylsulfate), qui contient une chaîne alkyle hydrophobe et une tête polaire et ionique. Dans de l'eau pure, les tensioactifs se disposent de façon à ce que leur queue hydrophobe ne soit pas en contact avec de l'eau : ils se placent donc préférentiellement à l'interface et abaissent ainsi la tension superficielle. Schématiquement, l'interface liquide-gaz est remplacée par une double interface liquide-tête hydrophile et gaz-queue hydrophobe, moins défavorable. Au-delà d'une certaine concentration, appelée concentration micellaire critique (CMC), la surface est saturée et les tensioactifs restent en solution : ajouter des tensioactifs ne modifie alors plus la tension de surface.

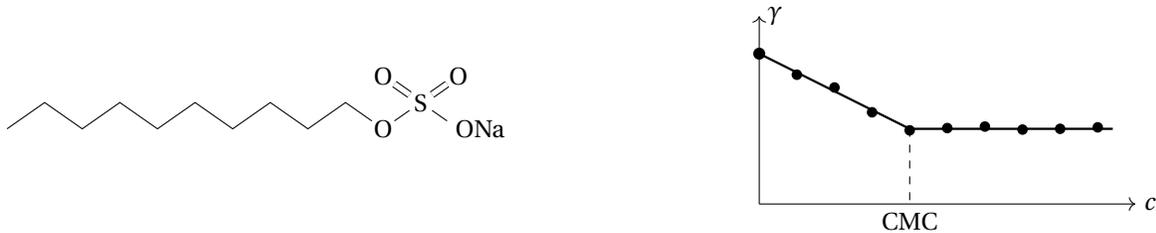


FIGURE 5.11 – À gauche, représentation de la molécule de SDS. À droite, évolution de la tension de surface d'une solution de SDS en fonction de la concentration.

Nous allons donc mesurer la tension de surface de solutions de SDS de concentrations variables à l'aide de la balance d'arrachement.

Constituer plusieurs solutions de SDS P76 de concentrations allant de 0 à 3 g/L en dissolvant du SDS solide dans de l'eau. Utiliser une fiole jaugée (50 mL suffiront).

Mesurer avec la balance d'arrachement la tension de surface. Répétez deux ou trois fois la mesure pour chaque solution. Pensez à nettoyer soigneusement l'anneau entre deux concentrations différentes.

Tracer la tension de surface en fonction de la concentration. On attend une décroissance avant saturation à une valeur plus basse que la tension de surface de l'eau pure. L'allure est schématisée en figure 5.11. On attend CMC = 2,1 g/L.

4.3 Stalagmométrie (en seconde lecture)

☞ [PGDG], p.60, [Quaranta I] à « Capillarité »

On observe expérimentalement que la masse des gouttes créées par un compte-goutte est toujours identique, et proportionnelle au rayon du compte goutte et à la tension superficielle du liquide (loi de Tate).

En pratique, une goutte pendante se détache lorsque son poids excède la force capillaire qui la retient au niveau de la ligne triple, c'est-à-dire :

$$2\pi R\gamma = \rho g V_g$$

Où V_g désigne le volume de la goutte et R son rayon. Ainsi :

$$m_g = \frac{2\pi R\gamma}{g}$$

Où m_g désigne la masse de la goutte. Cependant, lors du décrochage, un pincement apparaît, une partie de la goutte reste attachée et seule une fraction α de la goutte tombe. Ainsi :

$$m_g = \frac{2\pi\alpha R\gamma}{g}$$

Le rapport α dépend assez peu du liquide utilisé. On peut ainsi utiliser un fluide de tension superficielle connue pour étalonner le dispositif et obtenir la valeur de $R\alpha$, pour ensuite déterminer avec le même dispositif une tension superficielle inconnue.

Suspendre une burette bien verticalement avec statifs et pinces. Placer un bécher sur une balance en dessous de la burette, puis la tarer (voir figure 5.12). Remplir la burette d'éthanol. Faire goutter doucement la burette (environ une goutte par seconde) et compter environ 50 gouttes. En déduire la masse d'une goutte et, connaissant la tension superficielle $\gamma = 22,5 \text{ mN/m}$ de l'éthanol, le rapport αR . Bien rincer la burette et recommencer l'expérience avec de l'eau distillée. En déduire la tension superficielle de l'eau.

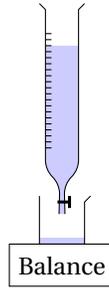


FIGURE 5.12 – Schéma de l'expérience de stalagmométrie.

REMARQUE : On peut automatiser le comptage en utilisant une fourche optique P96.27 ainsi qu'un compteur numérique P96.26. Chaque fois qu'une goutte passe devant la fourche optique, il s'en suit un créneau aux bornes du capteur. Cependant, le comptage est un peu capricieux et la mise en place prend plus de temps que le comptage manuel.

5 Ondes capillaires à la surface d'un liquide

✎ [FLTCLD], p.503

Nous proposons ici d'étudier les ondes gravito-capillaires à la surface de l'eau. Tant que l'on ne s'intéresse pas à l'atténuation des ondes, la description en terme de fluide parfait rend très bien compte de la physique de ces ondes. On peut montrer que la relation de dispersion est :

$$\omega^2 = \left(gk + \frac{\gamma k^3}{\rho} \right) \tanh(kh)$$

On a noté h l'épaisseur du fluide au repos, ρ sa masse volumique, γ sa tension de surface et g l'accélération de la pesanteur. ω désigne la pulsation des ondes et k la norme de leur vecteur d'onde. En régime d'eau profonde ($kh \gg 1$) :

$$\omega^2 = gk \left(1 + k^2 \frac{\gamma}{\rho g} \right) = gk (1 + k^2 l_c^2)$$

Où on a défini la longueur capillaire $l_c = \sqrt{\gamma/\rho g}$. Nous proposons de vérifier expérimentalement la relation de dispersion en eaux profondes des ondes gravito-capillaires (on vérifiera que l'hypothèse est vérifiée sinon nous prendrons la totalité de la relation de dispersion). Nous utiliserons pour cela le dispositif P0.19 : une tige de longueur proche de celle de la cuve est reliée à un pot vibrant contrôlé par un GBF. Ce mouvement produit des ondes de surface, comme indiqué sur la figure 5.13.

Pour observer ces ondes, on utilise un dispositif optique simple dont le fonctionnement est schématisé en figure 5.13 à droite : chaque bosse se comporte comme une lentille convergente et chaque creux comme une lentille divergente : on obtient ainsi une alternance de bandes sombres et brillantes qui correspondent aux bosses et creux de l'interface.

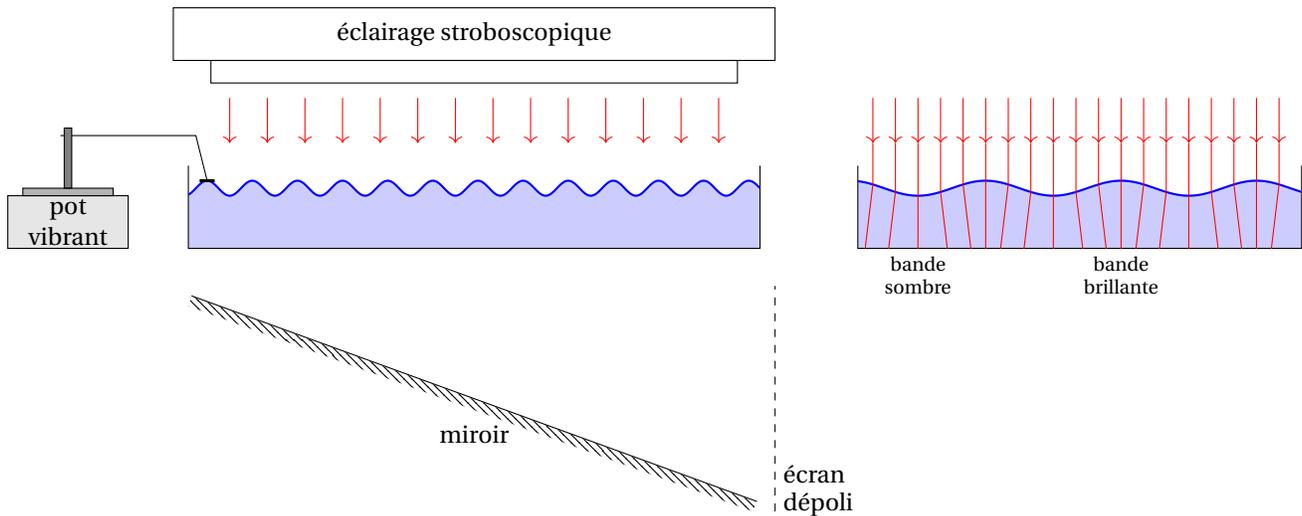


FIGURE 5.13 – À gauche, schéma de la cuve à ondes. À droite, principe du dispositif optique de la cuve.

Pour mesurer la longueur d'onde λ des ondes progressives harmoniques, on éclaire la surface avec un stroboscope : le système d'onde apparaît immobile à l'écran.

Mesurer le grandissement de la cuve. Pour cela, poser un objet de dimension connue dans la cuve et mesurer la taille de son image à l'écran.

Nettoyer soigneusement la cuve à ondes à l'éthanol, puis à l'eau. Remplir la cuve d'eau distillée (environ 1 à 1,5 cm de hauteur). Plonger la tige excitatrice, préalablement nettoyée, dans l'eau, et alimenter le pot vibrant avec un GBF. Déplacer et orienter la tige de façon à observer des ondes raisonnablement planes à l'écran. Choisir l'amplitude du batteur la plus faible permettant d'observer nettement les ondes.

Fixer la fréquence f d'excitation du pot vibrant et la mesurer avec un multimètre en mode fréquencemètre P69.25. Ajuster la fréquence du stroboscope de façon à figer l'image observée à l'écran. Mesurer la longueur d'onde observée à l'écran λ_e (compter plusieurs longueurs d'ondes). Recommencer ce processus pour différentes fréquences. Calculer les longueurs d'ondes réelles λ , en déduire le vecteur d'onde $k = 2\pi/\lambda$. Tracer ω^2/k en fonction de k^2 .

On attend une droite d'ordonnée à l'origine g et de coefficient directeur γ/ρ . Comparer les valeurs obtenues aux valeurs attendues. On obtient en général une valeur de tension de surface proche de 60 mN/m notablement inférieure à la valeur tabulée (72 mN/m à température ambiante). Cet effet peut être expliqué par la présence d'impuretés dans l'eau.

REMARQUE : La cuve à ondes permet aussi de faire des expériences qualitatives intéressantes pour illustrer les phénomènes ondulatoires.

- En plaçant deux longs blocs dans la cuve, on peut réaliser une fente, et observer la figure de diffraction correspondante. En réalisant deux fentes, on observe une figure d'interférences.
- En plaçant un bloc en incidence normale sur le chemin de l'onde, on peut observer la formation d'une onde stationnaire par superposition d'une onde progressive et de sa réflexion.
- Avec un dispositif d'injection d'air par un tuyau, il est possible de générer des ondes cylindriques. On peut alors mettre en évidence la diminution d'amplitude au cours de la propagation.

Bibliographie

- ✦ [R2510] : M. SADLI, *L'échelle internationale de température : EIT-90*, Techniques de l'ingénieur n°R2510
- ✦ [Asch] : G. ASCH et al. *Les capteurs en instrumentation industrielle*, Dunod (2010)
- ✦ [Duffait Elec] : R. DUFFAIT et J.-P. LIÈVRE, *Expériences d'électronique à l'agrégation de sciences physiques*, Bréal (2010)
- ✦ [Couture-Zitoun] : L. COUTURE et R. ZITOUN, *Physique statistique*, Ellipses (1992)
- ✦ [FLTCLD] : M. FRUCHART, P. LIDON, E. THIBIERGE, M. CHAMPION, A. LE DIFFON, *Physique expérimentale : optique, mécanique des fluides, ondes et thermodynamique*, De Boeck (2016)
- ✦ [Quaranta II] : L. QUARANTA, *Dictionnaire de physique expérimentale, Tome II : Thermodynamique et applications*, Pierron (2002)
- ✦ [Taillet Dico] : R. TAILLET, L. VILLAIN, P. FEBVRE, *Dictionnaire de physique*, De Boeck (2013)
- ✦ [R400] : Y. PARMENTIER et F. KRATZ, *Capteurs : définition, principe de détection*, Techniques de l'ingénieur n°R400
- ✦ [K730] : P. LEBLOIS, *Thermoélectricité : des principes aux applications*, Techniques de l'ingénieur n°K730
- ✦ [E2120] : M. CANTAGREL, *Thermistances à CTN*, Techniques de l'ingénieur n°E2120
- ✦ [BUP 827] : A. DEIBER et O. KEMPF, *Lampe à incandescence, corps noir, loi de Stefan et filtre passe-bas*, BUP 827 p.1595 et suivantes, (2000)

Commencer par préparer en avance l'expérience du thermomètre à gaz.

Remplir une bassine d'eau assez haute et y fixer un thermostat P101. 14 (si le dispositif n'est pas déjà prêt). Mettre le thermostat à une température d'environ 40°C.

1 Échelles de température et capteurs thermométriques

1.1 Mesure de température

✦ [Taillet Dico] p.666, [Asch] p.235, [R2510]

La température est une des grandeurs physiques dont la mesure est la plus fréquente. Historiquement associée aux notions de chaud et de froid, la thermodynamique et la physique statistique définissent la température thermodynamique à partir de l'énergie E et de l'entropie S d'un corps ainsi :

$$T = \left. \frac{\partial S}{\partial E} \right|_V$$

Elle est égale à celle qu'aurait un gaz parfait en équilibre avec le système considéré.

La température détermine de nombreuses propriétés physiques des matériaux, les transitions de phases, etc. Cependant, il est difficile d'y affecter une valeur numérique car c'est une grandeur intensive. Contrairement à la longueur ou à la masse, on ne définit pas aisément des multiples et des sous-multiples d'un étalon de référence.

En pratique, les propriétés des matériaux dépendent de leur température et il est toujours possible, à partir des variations thermiques de celle-ci, de définir une échelle de température. Néanmoins, le choix de cette échelle est arbitraire et il est important de faire le lien entre le repérage de la température et la température thermodynamique.

1.2 L'échelle internationale de température EIT-90

✦ [R2510], [Asch] p.238

On utilise dans le système international le kelvin (K) : c'est la fraction $\frac{1}{273,16}$ de la température thermodynamique du point triple de l'eau. Le kelvin est une mesure de température absolue : la température de 0 K correspond au zéro absolu.

La température thermodynamique (définie ci-dessus) est mesurée à l'aide de thermomètres dits primaires. On peut citer par exemple :

- le thermomètre à gaz qui repose sur la mesure de la pression d'un gaz réel à volume constant. Pour un gaz parfait, l'équation d'état est donnée par $pV = nRT$: p désigne la pression (en Pa), V le volume occupé par le gaz (en m^3), n la quantité de matière (en moles), T la température absolue (en K) et R la constante des gaz parfaits ($R = 8,314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$). En tenant compte des interactions entre les molécules de gaz, on aboutit à l'équation du Viriel qui permet d'étendre la loi des gaz parfaits.

La principale incertitude provient de la nécessité de travailler à des pressions élevées (afin d'obtenir une incertitude relative sur la pression faible) ce qui est contradictoire avec la nécessité d'utiliser des densités faibles pour se rapprocher du modèle du gaz parfait.

- le thermomètre acoustique qui repose sur la mesure de la vitesse du son dans un résonateur. Cette méthode fait appel à la mesure de fréquence de résonance qui permet la détermination de la célérité du son égale, au premier ordre, à :

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}}$$

γ désigne le rapport des capacités calorifiques à pression et volume constant et M la masse molaire du gaz.

- le thermomètre à rayonnement qui utilise la mesure du rayonnement dans tout le domaine spectral. Il permet de remonter à la température grâce à la loi de Stefan reliant la puissance rayonnée P à la température :

$$P = \sigma T^4$$

σ désignant la constante de Stefan-Boltzmann. Cette méthode nécessite de disposer d'un signal relativement élevé donc est réservée aux hautes températures.

L'usage de ces thermomètres permet la mesure de la température thermodynamique mais est peu pratique : ces thermomètres sont utilisés pour **déterminer la position de points fixes** correspondant à des changements d'état (points triples et critiques de corps purs soigneusement sélectionnés).

La détermination de ces points fixes permet de constituer une **échelle de température**. L'échelle actuellement en vigueur est l'EIT-90 (ITS-90 en anglais). Entre ces points fixes, la mesure de température s'effectue au moyen de thermomètres à résistance de platine : on utilise des formules d'interpolation obtenues grâce à l'étalonnage de ce dernier avec les points fixes. Au-dessus du point de congélation de l'argent ($961,78^\circ\text{C}$), la température est déterminée par la loi du rayonnement de Planck et un point fixe de définition.

Le thermomètre à résistance de platine est d'un usage plus aisé et permet l'étalonnage de thermomètres secondaires d'usage courant et peu onéreux : thermocouples, thermistances, thermomètres à dilatation, etc.

Il faut avoir à l'esprit les principales caractéristiques importantes des capteurs : capteurs actifs et passifs, conditionnement, étalonnage, linéarité, sensibilité, rapidité, hystérésis, fidélité, justesse, précision, résolution, finesse. Les définitions de ces différents termes sont données dans le TP "Capteurs et mesures physiques" du fascicule d'électromagnétisme ou dans l'article des techniques de l'ingénieur [R400].

1.3 Précautions à prendre pour une mesure de température

🔗 [Asch] p.240-251

Justesse La température mesurée au moyen d'un thermocouple ou d'une résistance thermométrique **est celle du capteur**. Cette dernière dépend bien entendu du milieu dans lequel il est plongé mais est déterminée par les échanges dont le capteur est le siège : l'énergie échangée entre le capteur et le milieu dont on mesure la température, l'énergie échangée entre le capteur et l'environnement externe et l'énergie dissipée dans le capteur par le courant de mesure.

Il faut ainsi éviter des échanges thermiques parasites donc :

- il faut éviter les échanges thermiques entre le capteur et l'environnement extérieur au milieu étudié;
- il faut éviter que l'énergie dissipée dans le capteur soit élevée (voir 4.2);
- il faut éviter que des réactions chimiques ou des changements d'état se passent sur le capteur (évaporation d'eau, dissolution d'impuretés) : il faut utiliser un capteur propre et sec.

Rapidité Les échanges thermiques avec l'extérieur peuvent être de différents types : conductifs, convectifs, rayonnement. Entre le capteur à la température T_c et le milieu dont on veut mesurer la température T , la puissance échangée peut s'écrire de façon simplifiée¹ :

$$P = A(T_c - T)$$

1. Que ce soit pour les échanges conductifs (loi de Fourier), les échanges convectifs (loi de Newton), ou les échanges par rayonnement (loi de Stefan pouvant être linéarisée).

Or, cette puissance est égale à :

$$P = C \frac{dT_c}{dt}$$

où C désigne la capacité calorifique du capteur. On peut donc décrire schématiquement l'évolution de la température du capteur en fonction du temps par :

$$\frac{dT_c}{dt} = \frac{A}{C} (T_c - T_a)$$

Le coefficient $\frac{C}{A}$ détermine dans le cadre de ce modèle simple le temps de réponse du capteur. Ainsi, pour effectuer une mesure de température avec un temps de réponse réduit :

- il faut choisir un capteur de capacité calorifique la plus faible possible : un capteur trop gros ne sera pas sensible aux variations rapides de température;
- il faut essayer de maximiser le coefficient d'échange A : on mesurera préférentiellement un bain liquide, notamment pour l'étalonnage des capteurs.

2 Étude expérimentale de thermomètres primaires

2.1 Le thermomètre à gaz

Nous allons utiliser un thermomètre à gaz dans le but de :

- vérifier que l'on peut assimiler l'air à un gaz parfait dans les conditions de l'expérience;
- obtenir une température de changement d'état à partir d'un point fixe de référence.

Ceci a pour but d'illustrer comment est **établie** l'échelle internationale de température.

2.1.1 Vérification de la loi des gaz parfaits

De l'air est emprisonné dans une seringue graduée en volume, reliée de façon étanche à un pressiomètre, et plongée dans un bain thermostaté, comme représenté en figure 6.1. On fait varier, à n et T constantes, le volume V de cette seringue, on enregistre les variations de pression p correspondantes pour vérifier la validité du modèle du gaz parfait.

Remplir une seconde bassine d'un bain eau/glace.

Utiliser une seringue de 50 mL P104.29 et vérifier d'abord que la seringue est sèche et propre. Placer le piston à mi-course. La relier à un pressiomètre P96.55 (utiliser un petit tuyau flexible adapté). Assurez-vous que l'ensemble est étanche (la pression est constante lorsque le piston est sous pression). Plongez la seringue dans le bain eau/glace et mesurez p pour plusieurs valeurs de V (maintenir le piston). Entre chaque mesure, attendez la stabilisation de la valeur quelques secondes. Répétez l'opération dans le bain à 40°C (sans changer la quantité de matière contenue dans la seringue). Vous pouvez utiliser des gants de vaisselle si la température vous gêne. Il est également possible d'utiliser la sortie en tension du pressiomètre. L'incertitude est plus faible (voir notice) mais cela nécessite un étalonnage préalable.

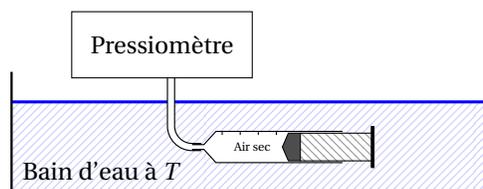


FIGURE 6.1 – Vérification de la loi des gaz parfaits.

Pour l'analyse des données, il faut remarquer que l'on ne connaît le volume de gaz qu'à une constante près. En effet, le volume du tuyau V_0 (de l'ordre de 2 ou 3 mL) s'ajoute au volume de la seringue.

🔗 [Couture-Zitoun] p.437

Par ailleurs, en tenant compte des interactions des molécules de gaz entre elles, on aboutit à l'équation du Viriel, permettant d'étendre, macroscopiquement la loi des gaz parfaits aux gaz réels. On note p la valeur de pression mesurée au manomètre, V le volume d'air contenu dans la seringue. Dans un gaz de sphères dures, le développement du Viriel peut s'écrire :

$$\frac{p(V + V_0)}{nRT} \approx 1 + 4x + 10x^2 + \dots$$

Où $x = \frac{nv_0 \mathcal{N}_A}{V}$ avec $v_0 \approx \frac{4}{3}\pi r_0^3$ désignant le volume des sphères dures. En identifiant r_0 au rayon moléculaire du diazote ou du dioxygène, on obtient :

$$x \approx v_0 \frac{p}{k_B T} \approx 2.5 \times 10^{-3}$$

Ce qui justifie que l'on limite le développement du Viriel au premier ordre. Ainsi :

$$p(V + V_0) = nRT + \underbrace{(4v_0 n \mathcal{N}_A)}_{V_v} p$$

On constate que la correction du Viriel peut être considérée comme indépendante de la température. V_v est de l'ordre de 0,3 mL. D'où :

$$pV = nRT + (V_v - V_0) p \equiv nRT + V_t p$$

On peut donc réaliser un ajustement linéaire du produit pV en fonction du volume V en imposant la même valeur de volume pour les deux températures différentes.

Rentrer les valeurs de p et V réalisées à 0°C et 50 °C dans Régressi sous les variables $\{p_1, v_1\}$, $\{p_2, v_2\}$, créer les variables $pv_1 = p_1 * V_1$ et $pv_2 = p_2 * V_2$ puis dans la case "Expression du modèle", réaliser la modélisation $pv_1 = A_1 - V_t * p_1$ et $pv_2 = A_2 - V_t * p_2$ en même temps.

Comparer le rapport A_2 / A_1 à la valeur attendue T_2 / T_1 .

REMARQUE : il est également possible d'étudier $pV = f(p)$ avec le dispositif SF₆ étudié au TP7. Cependant, on se situe proche d'un changement d'état, le comportement est donc assez éloigné d'un gaz parfait : les corrections du Viriel sont importantes et peuvent dépendre de la température.

2.1.2 Analyses approfondies (en seconde lecture)

Le problème avec l'utilisation de Régressi est qu'on ne sait pas comment l'ajustement est fait, et que les incertitudes sur la valeur de température sont grandement surestimées.

Approche théorique Une première approche du problème consiste à chercher pour quelle valeur de V_0 , $nRT_1 = A_1$ et $nRT_2 = A_2$ modélisent le mieux les données expérimentales. Le modèle que l'on recherche est :

$$\begin{cases} p_1 (V_1 + V_t) = A_1 \\ p_2 (V_2 + V_t) = A_2 \end{cases}$$

Pour cela, on peut chercher par le calcul les valeurs de V_0 , A_1 et A_2 qui minimisent l'écart entre les données expérimentales et le modèle, c'est-à-dire :

$$\chi^2 = \sum_i (p_{1i} (V_{1i} + V_0) - A_1)^2 + \sum_j (p_{2j} (V_{2j} + V_0) - A_2)^2$$

Pour cela, on annule les dérivées de χ^2 par rapport à V_0 , A_1 et A_2 .

Approche numérique On peut également analyser les données sur Python. On pourra utiliser la routine `thermometreagaz.py` disponible sur le portail des études.

- Pour plusieurs V_t , on calcule les moyennes des produits $m_i = p_{ij} (V_{ij} + V_t)$.
- On calcule ensuite l'écart total entre les données expérimentales et le modèle :

$$\chi^2 = \sum_i \left\{ \sum_j [m_i - p_{ij} (V_{ij} + V_t)]^2 \right\}$$

Le minimum de la fonction $\chi^2 = f(V_0)$ est la valeur de V_0 qui correspond le mieux au modèle.

- On détermine enfin les $nRT_j = \langle p_{ij} (V_{ij} + V_t) \rangle_i$.

2.1.3 Détermination de la température d'ébullition de l'eau

Avec une bouilloire P101.28, chauffer de l'eau à ébullition.

L'expérience présentée ci-dessous repose sur la mesure de la pression de l'air à volume constant. Comme la correction du Viriel au modèle du gaz parfait est faible, on va considérer ici l'air (sec) comme un gaz parfait. Ainsi on va déterminer la position d'un second point fixe de référence.

REMARQUE : En métrologie, on utilise de l'hydrogène car il se rapproche le plus d'un gaz parfait (le covolume est très faible). Contrairement à l'expérience présentée, la correction du Viriel est prise en compte.

Le principe est représenté en figure 6.2 : un ballon étanche est rempli d'air et est relié à un manomètre. On mesure d'abord la pression du gaz à la température de référence qui est le point de fusion de la glace $T_{\text{fus}} = 273,15 \text{ K}$, puis on mesure la pression du gaz à la température inconnue qui sera ici l'ébullition de l'eau.

Prendre un ballon monocol de 50 mL, le fermer par un bouchon possédant un trou et le relier avec un tuyau (court) à un pressiomètre P96.55 (suspendu par un statif). S'assurer que l'air enfermé est sec et que le tout est étanche. Plonger le ballon dans un bain eau-glace (utiliser un béccher de 500 mL) et relever après thermalisation la pression correspondante. Verser ensuite l'eau bouillante dans un béccher et y plonger le ballon : relever la pression.

REMARQUE : un ballon trop grand induit un très grand temps de réponse car la thermalisation de tout l'air du ballon est longue.

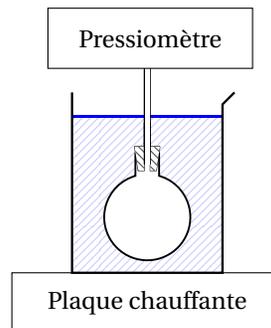


FIGURE 6.2 – Vérification de la loi des gaz parfaits.

On a, à volume et quantité de matière constantes :

$$\frac{T_{\text{eb}}}{T_{\text{fus}}} = \frac{p_{\text{eb}}}{p_{\text{fus}}}$$

D'où :

$$T_{\text{eb}} = T_{\text{fus}} \frac{p_{\text{eb}}}{p_{\text{fus}}}$$

On a alors déterminé, avec ce dispositif simple, la position d'un second point fixe à partir d'une température de référence : c'est la façon dont sont utilisés les thermomètres primaires pour déterminer les températures de changement d'état qui servent de points fixes de référence.

2.2 Le thermomètre acoustique : étude du tube de Kundt

↗ [FLTCLD] p.528

Le thermomètre acoustique repose sur la mesure de la vitesse du son c_s dans un résonateur. Celle-ci permet de déterminer la température de façon indépendante de toute échelle. Pour un gaz parfait, en notant γ le coefficient isentropique du gaz, M sa masse molaire et R la constante des gaz parfaits, la célérité du son s'exprime :

$$c = \frac{\gamma RT}{M}$$

Nous avons à disposition un tube de Kundt, schématisé en figure 6.3 à gauche. Le tube de Kundt est un tuyau rempli d'air de longueur L et de section circulaire. Le tuyau est thermalisé par un bain thermostaté. À son entrée est placé un haut-parleur excité par un GBF. L'onde acoustique générée par le haut-parleur est réfléchiée partiellement sur l'autre extrémité, fermée par un

bouchon : cela conduit à la propagation d'une onde stationnaire (voir figure 6.3 à droite)². Un microphone mobile permet de mesurer le champ de surpression acoustique.

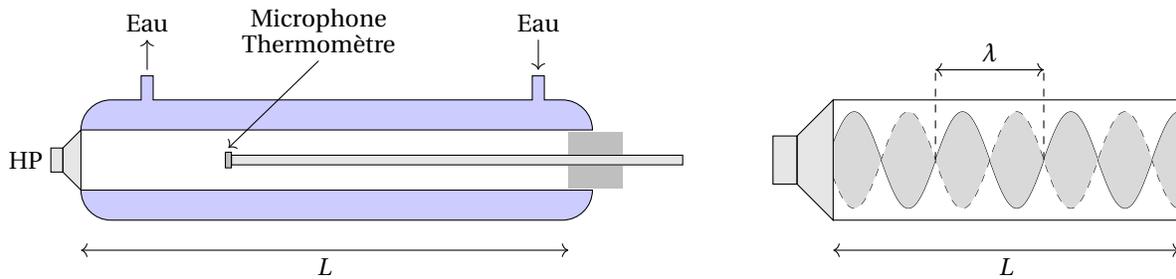


FIGURE 6.3 – À gauche, schéma du tube de Kundt. À droite, onde stationnaire de surpression dans le tube.

La mesure de la vitesse du son dans un tube de Kundt est simple à réaliser : en mesurant à la fois la fréquence f et la longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$ de l'onde sonore, on remonte à sa célérité $c = \lambda f$. En effectuant cette mesure à plusieurs températures, on détermine la variation de la célérité du son dans l'air avec la température, que l'on peut comparer à la prédiction théorique concernant le gaz parfait. La fréquence est imposée à l'aide du haut-parleur ; la longueur d'onde est la période spatiale du système d'ondes stationnaires qui s'établit dans le tube.

Pour faciliter la mesure, on peut exploiter l'existence de résonances. La longueur d'onde à la résonance $\lambda_n = 2L/n$ ne dépend pas de la température mais seulement de la géométrie du tube.

Mesurer la température à l'aide du thermomètre situé sur la tige du micro (dispositif P72.3). On commencera par une mesure à température ambiante.

Le bain thermostaté ne fournit qu'une indication : à cause des pertes, sa température n'est pas forcément celle de l'air contenu dans le tube.

Alimenter le haut-parleur avec un GBF (amplitude 2 V) et brancher le micro sur l'oscilloscope. Ajuster la fréquence du GBF pour se placer à une résonance. On peut commencer à $f \approx 2$ kHz. On peut repérer celle-ci par l'existence de nœuds d'onde stationnaire. On peut également utiliser la méthode de Lissajous : sur l'oscilloscope, on met le signal de sortie du GBF et le signal du micro en mode XY. On obtient une ellipse : on cherche à réduire cette ellipse à une droite en changeant la fréquence.

Mesurer la fréquence du signal sonore, à l'aide d'un fréquencemètre ou de l'oscilloscope. En déplaçant le micro, repérer les maxima et minima successifs de l'amplitude de l'onde stationnaire. En déduire la longueur d'onde $\lambda = 2(x_{i+m} - x_i) / m$, m désignant le nombre de maxima d'amplitude observés (voir schéma 6.3).

Cette mesure doit être très soignée : mesurer le plus grand nombre de maxima/minima possible. On pourra marquer la tige du micro à l'aide d'un marqueur pour éviter toute erreur de parallaxe.

REMARQUE : une incertitude de 1 cm sur la mesure de la longueur est une incertitude d'environ 3% sur la célérité, donc de 6% sur la température, c'est-à-dire ± 20 K!

On va maintenant faire les mesures en augmentant la température, car le refroidissement du système est très long. Avec les thermostats P0.86, il est possible de régler la température de consigne, l'actionnement du réfrigérateur, et d'autres paramètres (débit de la pompe, etc.) avec le bouton Menu.

Réaliser la mesure pour différentes températures : remettre la tige du micro dans le tube (pour qu'elle soit thermalisée aussi), attendre la thermalisation (contrôler avec le thermocouple), puis rechercher de nouveau la résonance en changeant la fréquence, et répéter le protocole.

L'inertie thermique du dispositif est assez importante : la thermalisation peut prendre plusieurs minutes : vous pouvez mener d'autres expériences en parallèle de celle-ci.

Calculer la célérité $c = \lambda f$ pour différentes températures et tracer $c^2 = f(T)$: on cherche un ajustement linéaire, de pente $\gamma R/M$.

2. À strictement parler, la propagation des ondes sonores dans un tube de Kundt est un exemple de propagation guidée dans un guide cylindrique. Néanmoins, seul le mode fondamental est à prendre en compte et celui-ci se comporte comme une onde plane progressive harmonique. On pourra lire pour plus de détails [FLTCLD], p.539.

3 Thermomètre à résistance de Platine

☛ [Taillet Dico] p.679, [R2510] pour la théorie

À la différence des thermomètres primaires, les thermomètres secondaires ne sont pas capables de réaliser une mesure directe de la température : ils dépendent d'une échelle de température et nécessitent un étalonnage ou une calibration. Dans l'EIT-90, la température est définie au moyen de thermomètres à résistance de platine entre 13,8 K et 1035 K; ce dernier étant calibré à partir des points fixes de référence. Les coefficients donnant la résistance en fonction de la température peuvent être consultés dans [R2510].

Le thermomètre à résistance de platine est un thermomètre pour lequel la température est déduite de la mesure de la résistance électrique d'un fil de platine. Le platine est utilisé car il présente sur d'autres métaux l'avantage de pouvoir être obtenu sous forme très pure et de garder des propriétés électriques stables. Dans le domaine de température entre 0 °C et 850 °C, la variation de la résistance R avec la température peut se modéliser par l'équation de Callendar-Van Dusen :

$$R(T) = R_0(1 + aT + bT^2)$$

Attention, T désigne la température en °C. Les valeurs a et b ont été déterminées grâce aux points fixes de définition et sont désormais définis par l'EIT-90. R_0 désigne la résistance à $T = 0$ °C. Afin d'avoir des valeurs précises, on emploie des résistances préalablement étalonnées, en particulier, on nomme Pt100 la résistance pour laquelle $R_0 = 100 \Omega$. On a, pour cette résistance :

$$a = 3,90802 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \quad \text{et} \quad b = -5,775 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-2}$$

On peut trouver ces valeurs dans [Asch], p.270 ou [Taillet Dico], p.680.

Nous allons réaliser l'étalonnage de la sonde de platine à l'aide de trois points fixes : la fusion de l'eau $T = 273,15$ K et de l'étain $T = 505,01$ K, et l'ébullition de l'eau $T \approx 373$ K. On repèrera le changement d'état par la présence d'un palier de température correspondant au changement d'état.

Toutes les mesures seront réalisées avec un montage 4-fils. On pourra utiliser le multimètre Fluke 8846A P69 . 35. Il est également possible de réaliser un montage électronique permettant d'éviter l'utilisation d'un ohmmètre 4-fils.

Pour mesurer la résistance, utiliser le multimètre de précision P69 . 35. Brancher la sonde de platine P102 . 120 (boîtier et sonde). Les deux bornes du haut à une extrémité de la résistance doivent être branchées sur les entrées HI, les deux autres bornes sont à relier aux entrées LOW. Ne pas oublier d'activer la fonction 4-WIRE.

L'avantage du montage 4-fils est qu'il n'y a pas de courant qui circule dans la maille du voltmètre : cela évite la mesure des résistances parasites des fils et soudures.

Mesurer la résistance de la Pt100 P102 . 120 pour les différents changement d'état. On pourra éventuellement utiliser la fonction mémoire du multimètre 4-fils pour voir les plateaux de changement d'état (voir sa notice).

- Mesurer la résistance en immergeant l'extrémité de la sonde dans un mélange eau/glace, on doit trouver 100 Ω .
- Faire fondre de l'étain P75 dans un creuset P101 (suspendu par un trépied) en chauffant avec un bec Bunsen P101 . 29 (relié au gaz avec les tuyaux rouges P101), y placer la sonde de platine. Relever la valeur de résistance correspondant au plateau de température. Pour récupérer la sonde de platine, il faut faire refondre l'étain : cela peut être l'occasion d'une deuxième mesure en montée.
- Faire bouillir de l'eau en déposant un bêcher sur une plaque chauffante P101 . 16 et enregistrer simultanément la résistance : relever la valeur de résistance correspondant au plateau de température.

REMARQUE : Si on utilise l'ébullition du diazote pour étalonner la Pt100, il faut interpoler la valeur de résistance avec un polynôme d'ordre 3 pour se conformer à l'EIT-90.

REMARQUE : Il est possible de mettre en évidence l'effet d'autoéchauffement du capteur avec la sonde de platine, en suivant un protocole analogue à celui présenté dans la partie 4.2.

4 Thermomètre d'usage courant

4.1 Thermocouples

☛ [K730] pour la théorie, [Duffait Élec] p.109 pour les expériences

Effet Seebeck Il est possible de générer un champ électrique si on soumet un barreau métallique uniquement à un gradient de température. Cet effet fut mis en évidence par Thomas Seebeck en 1824. La relation entre ces deux grandeurs s'écrit, sous forme locale :

$$\vec{E} = -\varepsilon \vec{\nabla} T$$

Ou encore, sous forme macroscopique :

$$dU = -\varepsilon dT$$

Le coefficient ε est appelé coefficient Seebeck ou pouvoir thermoélectrique du matériau. Il peut être positif ou négatif et est de l'ordre de quelques $\mu V/K$.

Bien que la relation ci-dessus suggère qu'il soit en principe possible d'accéder au coefficient Seebeck d'un matériau, il n'en est rien dans la pratique. En effet, pour mesurer une tension, il est nécessaire de connecter l'échantillon à des fils conducteurs et de les relier à un voltmètre (voir figure 6.4).

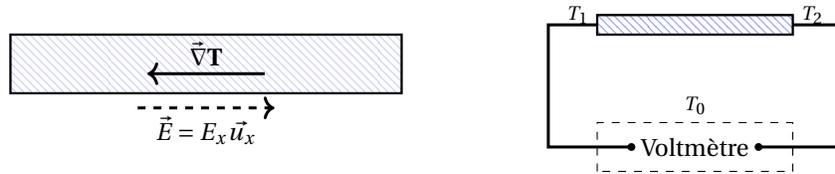


FIGURE 6.4 – À gauche, principe de l'effet Seebeck. À droite, mesure du coefficient Seebeck : la tension mesurée dépend du coefficient Seebeck du matériau mais également de celui des fils qui le relie au voltmètre.

Dans ce cas, la tension mesurée aux bornes du voltmètre est, en notant T_0 sa température :

$$\begin{aligned} U &= \varepsilon_{\text{Cu}}(T_1 - T_0) + \varepsilon(T_2 - T_1) + \varepsilon_{\text{Cu}}(T_0 - T_2) \\ &= (\varepsilon_{\text{Cu}} - \varepsilon_x)(T_2 - T_1) \end{aligned}$$

La différence de potentiel effectivement mesurée au voltmètre est reliée à la différence des coefficients Seebeck.

On peut mettre en évidence l'effet Seebeck en utilisant des métaux différents d'usage courant (fer, cuivre) mais l'effet obtenu est assez faible.

Constitution d'un thermocouple Le thermocouple le plus simple que l'on peut réaliser est schématisé en figure 6.5. Il reprend le principe de la mesure du coefficient Seebeck présenté en figure 6.4. On mesure la température par rapport à une référence connue, souvent le mélange eau/glace. Dans ce cas :

$$U = (\varepsilon_{\text{Cu}} - \varepsilon_1)(T - T_0)$$

La tension mesurée dépend alors de la nature des deux conducteurs et de la température des jonctions. La jonction soumise à la température inconnue est appelée **soudure chaude**, celle maintenue à la température connue (souvent 0°C) est nommée **soudure froide**.

Une fois la courbe $U(\Delta T)$ déterminée par étalonnage, la mesure de cette différence de potentiel permet de remonter à la différence de température.

La mesure se faisant au niveau d'une jonction dont les dimensions peuvent être très étroites, le thermocouple permet des mesures de température ponctuelles et du fait de sa faible capacité calorifique peut posséder un temps de réponse très faible. Un autre intérêt du thermocouple est que le signal délivré est une tension : il n'est pas nécessaire de réaliser un conditionnement d'une part, et il n'y a pas d'incertitude lié à un possible auto-échauffement du capteur comme on peut l'avoir avec une thermistance ou une sonde de platine.

Utiliser deux thermocouples de type T pour réaliser l'expérience présentée en figure 6.5. Dans ce cas, le métal 1 est du constantan (alliage de cuivre et de nickel). On utilisera le dispositif P102.12M. Mettre une des sondes dans un mélange eau-glace. Remplir d'eau un b cher, le disposer sur un agitateur chauffant P101.16. Y placer un barreau aimanté, la deuxième sonde, ainsi que le thermomètre à résistance de platine. Pour plusieurs températures mesurées au moyen de la Pt100 P102.120 (et du ohmmètre 4-fils Fluke 8846A P69.35), mesurer la tension U correspondante au multimètre.

Représenter $U = f(T)$ pour des températures entre 0°C et 60°C . En déduire la sensibilité du capteur $S = \left. \frac{1}{U(T_0)} \frac{\partial U}{\partial T} \right|_{T_0}$ et commenter sa linéarité.

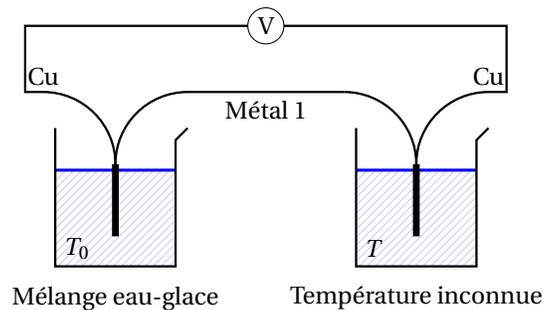


FIGURE 6.5 – Mesure d’une température inconnue T au thermocouple par rapport à une température de référence T_0 .

Étude du temps de réponse

Placer les deux soudures dans un bain eau-glace à température T_0 . Faire l’acquisition sur Latis-Pro de la tension aux bornes du thermocouple. Placer rapidement une des soudures dans un bain d’eau agité à la température T . Observer le signal aux bornes du thermocouple. Tracer cette courbe pour plusieurs valeurs de température.

L’origine du temps de réponse est le rapport entre la capacité thermique du capteur et le coefficient d’échange thermique entre le bain d’eau et le capteur. On peut supposer que l’évolution de la tension est de la forme :

$$U = U_{\infty} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right)$$

Ajuster les courbes expérimentales par ce modèle et observer que τ dépend peu de la température finale.

Comparer qualitativement le temps de réponse observé avec le temps de réponse dans un bain non agité, puis dans l’air.

REMARQUE : Vous pouvez aussi mesurer le temps de réponse avec le thermocouple P102 . 12D, plus massif.

Thermocouple à trois soudures On peut utiliser également des montages à trois soudures, où une des soudures est soumise à la température à mesurer et les deux autres maintenues à la température de référence : ce montage permet d’utiliser des couples de métaux n’impliquant pas le cuivre (type K entre autres) : on pourra lire [Quaranta] p.184.

Compensation électronique de soudure froide L’usage d’un bain eau-glace permet une meilleure précision mais n’est pas pratique à l’utilisation. La plupart du temps, la soudure froide est placée dans l’appareil de mesure, et est donc à température ambiante T_a . Pour compenser ce fait, un circuit électronique ajoute une tension égale à $(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(T_a - T_0)$ (circuits dits de compensation de soudure froide). La mesure de T_a est usuellement effectuée au moyen d’une résistance thermométrique. Pourquoi alors utiliser un thermocouple qui nécessite une compensation de la jonction de référence ? Les thermistances, sondes de platine ou circuits intégrés ont des plages de mesure limitées alors que les thermocouples ont des plages de température très étendues, peuvent prendre des formes et des tailles très diverses (pouvant donner lieu à des temps de réponse très courts par exemple), peuvent parfois être utilisés dans des atmosphères explosives ou nocives, peuvent être soudés, etc.

4.2 Thermistance

↗ [Duffait Élec] p.110

Lorsqu’il n’est pas nécessaire d’avoir une grande précision, on utilise des thermomètres à thermistances qui sont constitués de mélange d’oxydes métalliques et se comportent comme des semi-conducteurs. Expérimentalement, on montre que la relation entre la résistance R et la température T est, dans un domaine limité de température³ :

$$R(T) = R_0 \exp\left(\frac{B}{T}\right)$$

La thermistance est un capteur non-linéaire. Cependant, on définit alors le coefficient de température $\alpha(T)$ qui exprime la variation relative de résistance :

$$\alpha(T) = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} = -\frac{B}{T^2}$$

3. Des corrections peuvent être apportés à cette formule, voir [Duffait Élec], p.110 par exemple.

Le coefficient $\alpha(T_0)$ est la sensibilité relative du capteur autour de T_0 : on remarque que celle-ci est d'autant plus élevée que la température est basse. Si le coefficient B est positif, alors la résistance décroît avec la température, la thermistance est qualifiée de CTN (coefficient de température négatif). À l'inverse, si B est négatif, la thermistance est qualifiée de CTP.

Pour plus de détails sur la fabrication et la modélisation des thermistances, on pourra se reporter à l'article des techniques de l'ingénieur [E2120].

Afin d'étudier la dépendance de la résistance en fonction de la température, on utilisera un bain d'eau disposé sur un agitateur chauffant. Le thermomètre à résistance de Platine utilisé dans la partie 3 servira de référence.

Remplir d'eau un bœcher, le disposer sur un agitateur chauffant P101.16. Y placer un barreau aimanté, une thermistance (choisir une résistance assez élevée, par exemple une CTN de 470Ω P102.12H), ainsi que le thermomètre à résistance de platine. Pour plusieurs températures mesurées au moyen de la Pt100 P102.120 (et du ohmmètre 4-fils Fluke 8846A P69.35), mesurer la résistance de la thermistance à l'ohmmètre. Tracer R en fonction de T puis $\log R$ en fonction de $1/T$.

Sachant que $R(T) = R_0 \exp\left(\frac{B}{T}\right)$ alors :

$$\log(R(T)) = \log(R_0) + \frac{B}{T}$$

Remonter aux coefficients R_0 et B . En déduire la sensibilité $\alpha(T)$ (le coefficient de température) de la CTN étudiée et comparer avec les autres capteurs étudiés.

Auto-échauffement Pour étudier l'auto-échauffement, il est préférable de prendre une thermistance de résistance plus basse.

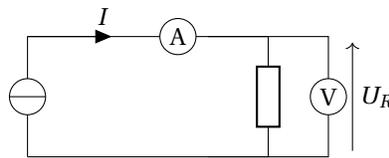


FIGURE 6.6 – Circuit pour l'étude de l'auto-échauffement de la thermistance.

Câbler le circuit 6.6. On utilisera une alimentation continue P53.20 en générateur de courant (limitation de tension réglée au maximum). Placer la thermistance (par exemple une CTP de $1,9 \Omega$ P102.13 ou une CTN de $4,7 \Omega$ P102.12F) dans un bain eau-glace agité par un barreau aimanté. Pour différents courants imposés entre 0 et 500 mA, mesurer la tension correspondante aux bornes de la thermistance. Représenter la résistance de la thermistance $R = U/I$ en fonction de la puissance injectée $P = UI$.

Parcourue par un courant d'intensité I , la thermistance dissipe par effet Joule $P = RI^2$ et il apparait alors une erreur systématique sur la mesure de la température qui est proportionnelle à la puissance injectée.

Dans l'air, les échanges thermiques sont plus lents et moins importants et l'effet d'auto-échauffement est encore accentué.

4.3 Thermomètre à dilatation

On peut étudier des thermomètres à dilatation : on les rencontre couramment du fait de leur faible prix et d'une bonne précision. Ils sont constitués d'un liquide en équilibre avec sa vapeur saturante, qui va se dilater plus ou moins en fonction de la température : des graduations sont ensuite placées pour mesurer le volume du liquide. Il faut les immerger jusqu'à la ligne de colonne émergente pour garantir le résultat.

On peut observer qualitativement la non-linéarité de ce capteur : l'écart entre les graduations (autrement dit, la sensibilité du capteur) n'est pas constant en fonction de la température.

Son temps de réponse est assez long du fait de l'inertie du liquide et surtout de la gaine en verre qui l'entoure.

En passant le thermomètre à dilatation P102.2 d'un bain eau-glace à un bain à une température T connue, chronométrer le temps nécessaire à la température pour atteindre 63% de la valeur finale. Comparer avec le temps obtenus pour d'autres capteurs.

REMARQUE : La sensibilité et la précision des thermomètres à dilatation est bonne par rapport aux autres thermomètres d'usage courant, mais la mesure n'étant pas de nature électrique, ils ne peuvent pas être utilisés dans un circuit électronique.

5 Mesures de températures à distance (en seconde lecture)

☛ [Quaranta II], à « Rayonnement thermique », [BUP 827]

Le rayonnement thermique est le rayonnement électromagnétique émis par un corps à la température T . Le rayonnement peut dépendre de la nature du corps, cependant le rayonnement de tous les corps se réfèrent à celui du corps noir, dont l'énergie rayonnée ne dépend que de la température. La luminance émise (puissance rayonnée par unité de surface entre les longueurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$ est :

$$L(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1}$$

La puissance totale rayonnée par unité de surface suit alors la loi de Stefan :

$$P = \sigma T^4 = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15c^2 h^3} T^4$$

Il est ainsi possible d'utiliser le rayonnement émis par un corps quelconque pour mesurer sa température. Ces expériences sont en général délicates : on indique une bibliographie pour réaliser quelques expériences courantes.

- ▷ Le pyromètre à disparition de filament est assez simple à mettre en place. Il vise à mesurer la température d'un filament inconnu en le comparant à une source dont on peut faire varier la puissance rayonnée. Le principe de l'expérience et le protocole sont détaillés dans [Quaranta II], p.390.
- ▷ Il existe dans la collection un pyromètre commercial au P102 . 26.
- ▷ Il existe dans la collection une caméra infrarouge au P102 . 29.
- ▷ On peut comparer le puissance émise par une petite ampoule en fonction de la température du filament. Si on applique à l'ampoule une tension U et qu'elle est parcourue par une intensité I , on peut calculer sa résistance $R = U/I$. On remonte à la température du filament en connaissant la courbe $R(T)$. L'expérience est détaillée dans [BUP 827].

Bibliographie

- ✎ [FLTCLD] : M. FRUCHART, P. LIDON, E. THIBIERGE, M. CHAMPION, A. LE DIFFON, *Physique expérimentale : optique, mécanique des fluides, ondes et thermodynamique*, De Boeck (2016)
- ✎ [Quaranta II] : L. QUARANTA, *Dictionnaire de physique expérimentale, Tome II : Thermodynamique et applications*, Pierron (2002)
- ✎ [Duffait CAPES] : R. DUFFAIT, *Expériences de physique - CAPES de sciences physiques*, Bréal (2011)
- ✎ [BUP 589] : J.-P. GAUTIER, A. DEGUIN et R. BALDY, *Appareil d'enseignement pour l'étude des propriétés des fluides au voisinage du point critique*, BUP 589 p.321 et suivantes (1976)

Introduction

Ce TP présente quelques expériences typiques sur la thermodynamique, plus particulièrement sur les transitions de phases et les mesures calorimétriques. On y étudie d'abord la transition liquide/gaz de l'hexafluorure de soufre SF₆, puis deux mesures de chaleur latente sont proposées : celle de fusion de la glace, et celle de vaporisation du diazote. Quelques expériences qualitatives sont également proposées à la fin.

1 Transition liquide/gaz de SF₆

✎ [FLTCLD] p.370 et [BUP 589]

L'appareil pour l'étude du point critique P0.13 permet de mesurer la pression, la température et le volume d'une quantité de SF₆ emprisonnée dans une colonne. On peut alors accéder à plusieurs quantités thermodynamiques d'intérêt, notamment la chaleur latente de vaporisation à différentes températures. L'hexafluorure de soufre SF₆ présente un point critique facilement accessible expérimentalement : $T_c = 45,57^\circ\text{C}$ et $P_c = 37,55$ bar. D'autres justifications quant au choix du gaz sont discutées dans [BUP 589].

La mesure du volume V de l'échantillon se fait grâce aux graduations sur la colonne. La mesure de la pression se fait grâce au manomètre. On change le volume avec le volant. Pour régler la température, il faut utiliser le bain thermostaté P0.86. La colonne met un temps conséquent à être thermalisée par l'eau, par souci de temps on doit alors limiter le nombre de températures que l'on veut explorer. On propose d'en étudier 4 dans ce TP.

On commence par les températures les plus froides. Régler le thermostat sur 23°C . En attendant la thermalisation, commencer par placer un thermomètre à alcool en haut de colonne afin de mesurer la température de la colonne (qui n'est pas forcément celle de la consigne du thermostat à cause de pertes le long du tuyau).

On travaillera en diminuant le volume. Se placer par conséquent avec le volant à 3,5 mL.

On travaille en montant la température. Notons qu'il est aussi possible d'actionner le réfrigérateur (bouton Menu). De même, on travaille en diminuant le volume uniquement. L'interface mercure/SF₆ est en effet sujette à des effets de capillarité, et présente donc de l'hystérésis en montée/descente.

1.1 Isotherme dans le diagramme de Clapeyron

Une fois que la température de la colonne n'évolue plus, on commence les mesures. Noter la température (proche de la température de consigne du thermostat à 23°C), puis relever la pression et le volume. À l'aide du volant, diminuer un peu le volume. Attendre l'équilibre (qui peut mettre du temps à s'établir, surtout en présence d'une interface liquide/gaz). Relever alors à nouveau la pression et le volume et tracer ainsi point par point une isotherme dans le diagramme de Clapeyron (P, V). On peut raisonnablement faire 15 points, jusqu'à $V = 0,3$ ou $0,2$ mL. Redescendre ensuite à $V = 3,5$ mL et changer la température de consigne pour $T = 25^\circ\text{C}$. Faire de la même manière les isothermes à $T = 25^\circ\text{C}$, 27°C et 46°C .

Une fois les 4 isothermes (P, V) obtenues, les tracer. Sur les isothermes à 23, 25 et 27°C , on distingue trois régimes : le gaz compressible (la pente $\partial P/\partial V|_T = V\chi^{-1}$ est petite), la coexistence liquide/gaz sur le plateau, puis la phase liquide très peu compressible. Sur l'isotherme à 46°C le plateau a disparu : on est au dessus du point critique.

REMARQUE : Le plateau attendu à la coexistence n'est pas vraiment un plateau en pratique. On peut apporter l'argument suivant : la présence du plateau provient du fait que pour un corps pur en équilibre sous deux phases, la variance vaut 1, donc à T fixée, la pression ne doit pas changer lorsqu'on fait varier le volume. Par conséquent, une pollution de l'échantillon, en rompant l'hypothèse de corps pur, pourrait expliquer la petite pente observée.

1.2 Mesure de la quantité de matière

☞ [FLTCLD] p.375

Pour déterminer la chaleur latente, il est nécessaire de connaître la quantité de matière n de SF_6 dans la colonne.

Pour cela, on prend les données de l'isotherme à 25°C (par exemple) et on trace $PV/RT = f(1/V)$. Le développement du Viriel à l'ordre 1 en n/V donne qu'on obtient une droite d'ordonnée à l'origine n . On attend $n = 1,74$ mmol.

On rappelle le développement du Viriel :

$$PV = nRT \left(1 + B_2(T) \left(\frac{n}{V} \right) + B_3(T) \left(\frac{n}{V} \right)^2 + \dots \right)$$

Pour $\frac{n}{V} \rightarrow 0$, on a bien $\frac{PV}{RT} \rightarrow n$.

1.3 Chaleur latente de vaporisation de SF_6

Connaissant n , on peut obtenir la chaleur latente de vaporisation $L(T)$ de SF_6 . La relation de Clapeyron, valable pour les transitions de phase du premier ordre, donne pour la courbe $P_{\text{sat}}(T)$ de coexistence :

$$\frac{dP_{\text{sat}}}{dT} = \frac{L(T)}{T(v_g(T) - v_l(T))}$$

où $v_g(T) = V_g(T)/n$ avec $V_g(T)$ le volume pour lequel on observe la première goutte de liquide, tandis que $v_l(T) = V_l(T)/n$ avec $V_l(T)$ le volume pour lequel la dernière bulle de gaz disparaît. La dérivée dP_{sat}/dT à 25°C est approximée par la différence finie

$$\frac{dP_{\text{sat}}}{dT}(25^\circ) = \frac{P_{\text{sat}}(27^\circ\text{C}) - P_{\text{sat}}(23^\circ\text{C})}{T(27^\circ\text{C}) - T(23^\circ\text{C})}$$

On détermine alors

$$L(25^\circ\text{C}) = T(25^\circ\text{C}) \left(\frac{V_g(25^\circ\text{C}) - V_l(25^\circ\text{C})}{n} \right) \frac{P_{\text{sat}}(27^\circ\text{C}) - P_{\text{sat}}(23^\circ\text{C})}{T(27^\circ\text{C}) - T(23^\circ\text{C})}$$

Les P_{sat} sont les valeurs des pressions sur les plateaux (en prendre une valeur moyenne, les plateaux n'étant pas vraiment horizontaux).

À partir des isothermes précédemment tracées, mesurer $V_g(25^\circ\text{C})$, $V_l(25^\circ\text{C})$, $P_{\text{sat}}(27^\circ\text{C})$ et $P_{\text{sat}}(23^\circ\text{C})$. Obtenir alors $L(25^\circ\text{C})$. La valeur tabulée dans le Handbook est $L^{\text{tab}}(25^\circ\text{C}) = 8,99 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$.

REMARQUE : Les relevés des isothermes étant long, on peut chercher à diminuer le nombre d'isothermes nécessaires. On peut déjà ne pas faire l'isotherme à 46°C , puisqu'il ne sert qu'à observer la disparition du plateau sans apporter de mesure quantitative. Pour la chaleur latente, on peut se contenter de deux isothermes, à 23°C et 27°C et l'obtenir par

$$L(25^\circ\text{C}) = T(25^\circ\text{C}) \left(\frac{V_g(27^\circ\text{C}) - V_l(27^\circ\text{C}) + V_g(23^\circ\text{C}) - V_l(23^\circ\text{C})}{2n} \right) \frac{P_{\text{sat}}(27^\circ\text{C}) - P_{\text{sat}}(23^\circ\text{C})}{T(27^\circ\text{C}) - T(23^\circ\text{C})}$$

où les volumes molaires à 25°C sont obtenus comme moyenne de ceux à 23°C et 27°C .

1.4 Observation de l'opalescence critique (en seconde lecture)

☞ [FLTCLD] p.380

Porter la cellule pour l'observation de l'opalescence critique à 48°C , supérieure à T_c . Avec une lampe QI, faire l'image de la cellule sur un écran avec une focale courte (10 cm) pour avoir une image grande. Abaisser brusquement la température en posant un béccher de mélange eau/glace sur la cellule. Observer le trouble qui se crée. Il est dû aux grandes fluctuations de densité près du point critique.

L'opalescence critique est un phénomène d'équilibre. On ne contrôle cependant pas assez la température pour se placer précisément à T_c , c'est la raison pour laquelle on se contente d'observer l'opalescence pendant une trempe, c'est à dire hors-équilibre.

2 Mesure de la chaleur latente de fusion de la glace par la méthode des mélanges

✎ [Quaranta II] à « Calorimétrie », et [Duffait CAPES] p.279

Les mesures de capacités thermiques par la méthode des mélanges reposent sur un bilan thermodynamique. Il est nécessaire pour commencer de déterminer la masse en eau du calorimètre (qui est le rapport de sa capacité thermique sur la capacité thermique massique de l'eau $c_e = 4,18 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$).

2.1 Détermination de la masse en eau du calorimètre

Remplir le vase Dewar P103.47 avec une masse d'eau m_1 d'environ 300 g mesurée précisément. Relever la température T_1 de l'eau avec un thermocouple de type K P102.12L relié à un boîtier P102.31. Faire chauffer de l'eau dans une bouilloire P101.28, puis en verser une masse m_2 d'environ 300 g mesurée précisément dans un bécher. Relever sa température T_2 puis l'introduire elle aussi dans le calorimètre et fermer ce dernier. Suivre l'évolution de la température avec un thermocouple à un seul brin sur un oscilloscope en mode *Défilement*. Une fois que celle-ci est stabilisée, la relever. On la note T_f .

Si μ est la masse en eau du calorimètre, la conservation de l'enthalpie fournit, sachant que $Q = 0$ car le calorimètre est calorifugé :

$$(m_1 + \mu) c_e (T_f - T_1) + m_2 c_e (T_f - T_2) = 0$$

d'où

$$\mu = \frac{m_2 (T_2 - T_f) + m_1 (T_1 - T_f)}{T_f - T_1}$$

On attend un résultat de l'ordre de la dizaine de grammes.

2.2 Détermination de la chaleur latente de fusion de l'eau

Connaissant la masse en eau du calorimètre, on peut déterminer L_{fus} .

Dans un cristalliseur, faire tremper une grande quantité de glaçons dans de l'eau. Suivre la température de l'eau avec un thermocouple P102.12L relié à un boîtier P102.31. Quand la température stabilise, attendre encore un peu pour être sûr que les glaçons sont à $T_g = 0^\circ\text{C}$. Pendant ce temps, verser une quantité d'eau m_l (à température ambiante) d'environ 300 g mesurée précisément dans le calorimètre et relever la température T_l . Récupérer dans le cristalliseur environ quatre gros glaçons, les sécher sur un papier absorbant et mesurer leur masse m_g . Les introduire dans le calorimètre, fermer celui-ci et suivre l'évolution de la température, jusqu'à ce qu'elle se stabilise à T_f .

Il est important de s'assurer que les glaçons sont bien à 0°C car leur réchauffement n'est pas pris en compte dans le calcul (à la sortie du congélateur ils sont autour de -20°C). De même, il faut les sécher sur un papier absorbant car l'eau liquide ainsi introduite ne participe pas à la fusion. Enfin, il faut que les glaçons aient entièrement fondu une fois l'équilibre thermique atteint (ce qu'on vérifie facilement en obtenant une température finale supérieure à 0°C). Dans le bilan enthalpique on identifie trois termes : la fusion des glaçons puis le réchauffement de l'eau provenant de ceux-ci, qui balancent le refroidissement de l'eau initialement introduite. On écrit alors

$$(m_l + \mu) c_e (T_f - T_l) + m_g L_{\text{fus}} + m_g c_e (T_f - T_g) = 0$$

soit

$$L_{\text{fus}} = c_e \left(T_g - T_f + \frac{m_l + \mu}{m_g} (T_l - T_f) \right)$$

On attend pour l'enthalpie de fusion massique $L_{\text{fus}}^{\text{tab}} = 334 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$. En pratique, le calorimètre n'est pas parfaitement calorifugé. On attend donc une valeur expérimentale inférieure à la valeur tabulée.

3 Mesure de la chaleur latente de vaporisation du diazote par la méthode électrique

✎ [Quaranta II] à « Calorimétrie », et [Duffait CAPES] p.279

Il existe une autre méthode pour déterminer une chaleur latente : la méthode électrique, décrite dans [Duffait CAPES] p.281. On peut l'utiliser pour mesurer la chaleur latente de vaporisation du diazote. Le protocole est dans [Quaranta II] p.55. Elle a l'avantage de ne pas nécessiter la détermination de la valeur en eau du calorimètre (puisque l'expérience est à température

constante), et permet de mieux s'affranchir des pertes en supposant que celles-ci ne dépendent pas de la puissance électrique (voir « Exploitation » dans [Quaranta II] p.56). En faisant deux mesures pour deux courants différents, la résolution d'un système de deux équations donne les deux inconnues : la chaleur latente et les pertes thermiques.

Remplir un vase Dewar P103.48 d'azote liquide en utilisant les gants adaptés (ne pas utiliser les vases Dewar P103.47 qui ne sont pas conçus pour recevoir de l'azote liquide). Placer le vase sur une balance P97.20 et y plonger une résistance chauffante P103 à face jaune, maintenue avec une potence et une pince. Brancher une alimentation continue de puissance P53.6 à la résistance sur les bornes correspondant à 6Ω . Brancher aussi un ampèremètre et un voltmètre afin de mesurer I et U , l'intensité passant dans la résistance chauffante et la tension à ses bornes. Prendre enfin un chronomètre. Démarrer alors l'alimentation continue, appliquer environ 1 à 2 A (il ne faut pas dépasser 12 V : augmenter progressivement le courant appliqué et suivre l'évolution de U et I). La résistance va alors chauffer par effet Joule, et cette chaleur va vaporiser une quantité de diazote. On observe effectivement que la masse affichée par la balance diminue. Prendre une masse de référence et démarrer le chronomètre. Attendre l'évaporation de quelques grammes de diazote. Relever la masse évaporée m et le temps nécessaire t pour cette évaporation. Couper l'alimentation. Recommencer avec une valeur d'intensité différente, mais avec la même masse évaporée.

La puissance dissipée par effet Joule est $UI = RI^2$ mais la résistance dépendant de la température, on préfère mesurer U et I afin de s'affranchir de sa valeur. En ordre de grandeur, il faut 200 J pour évaporer un gramme de diazote soit une puissance de 10 W pendant 20 s, sans compter les pertes.

Pour une masse m évaporée en un temps t_1 avec une puissance $U_1 I_1$, et en t_2 avec $U_2 I_2$, le bilan thermique s'écrit

$$\begin{cases} U_1 I_1 t_1 = mL + p t_1 \\ U_2 I_2 t_2 = mL + p t_2 \end{cases}$$

où L est la chaleur latente massique de vaporisation du diazote et p sont les différentes pertes thermiques (où l'on fait l'hypothèse que la puissance associée est la même lors des deux mesures). Les équations traduisent donc que l'énergie fournie par la résistance chauffante est soit utilisée pour évaporer le diazote, soit perdue. Les deux inconnues sont L et p . On trouve

$$L = \frac{U_2 I_2 - U_1 I_1}{m} \frac{t_1 t_2}{t_1 - t_2}$$

La valeur tabulée est $L^{\text{tab}} = 198.5 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$.

4 Mesure de la résistance d'un supraconducteur (en seconde lecture)

↪ Notice du Fluke 8846.A P69.35

La transition métal/supraconducteur a plusieurs effets notables, dont l'effet Meissner proposé plus loin. On propose ici d'étudier un autre effet : l'annulation de la résistance électrique. Avec le dispositif P102.36, le multimètre de précision P69.35 en ohmmètre 4 fils et un thermocouple P102.16 (à glisser dans la rainure centrale du dispositif), on peut relever la température et la résistance du supraconducteur. Le plus démonstratif est de plonger le dispositif dans l'azote liquide jusqu'à thermalisation, puis de le sortir et de mesurer la résistance et la température pendant le réchauffement.

5 Expériences qualitatives

On propose dans cette partie cinq expériences plutôt qualitatives, illustrant chacune une transition différente : l'ébullition de l'eau « revisitée », la transition ferromagnétique/paramagnétique, la transition de phase allotropique $\text{Fe}_\alpha/\text{Fe}_\gamma$, l'effet Meissner et enfin le phénomène de surfusion.

5.1 Bouillant de Franklin

↪ [Quaranta II], à « Bouillant de Franklin » et « Vaporisation » p.485

Cette expérience impressionnante repose sur le fait que la courbe de transition liquide/vapeur n'est pas verticale dans le diagramme (P, T) , mais de pente finie. Le passage du liquide au gaz peut donc se faire en chauffant (cas habituel), mais aussi en diminuant la pression. Cette diminution de pression est ici obtenue en refroidissant la vapeur : on fait ainsi bouillir l'eau en la refroidissant !

Prendre un ballon monocol de 250 mL (dans le placard verrerie de la salle de thermodynamique). Le remplir à moitié d'eau et porter cette eau à ébullition en utilisant la flamme d'un bec Bunsen P101.29 (relié au gaz avec les tuyaux rouges P101). Tenir le ballon avec une pince en bois pendant le chauffage (tiroir sous la grande table dans la collection). Laisser bouillir une trentaine de secondes puis sortir le ballon de la flamme. Placer sur le col un bouchon. Dans l'évier, placer le ballon sous un jet d'eau froide, observer la reprise de l'ébullition.

Lors de cette expérience, on a saturé l'atmosphère du ballon en vapeur d'eau. En refroidissant le ballon, on fait condenser la vapeur sur les parois et on diminue ainsi la pression dans le ballon, ce qui provoque l'ébullition de l'eau liquide.

5.2 Transition ferromagnétique/paramagnétique du fer

↗ [Quaranta II], à « Transition de phases »

Un morceau de fer, par exemple un clou, est aimanté microscopiquement à température ambiante puisque la température critique ferromagnétique/paramagnétique est de 770 °C. Cependant, il existe souvent des domaines microscopiques (dits de Weiss, voir le TP2 d'électromagnétisme : Milieux magnétiques pour plus de détails) qui n'ont pas la même direction d'aimantation, ce qui conduit à une aimantation nulle macroscopiquement. Le fer est pourtant bien ferromagnétique, et il suffit pour le voir d'approcher un aimant qui va orienter les différents domaines : le fer devient aimant à son tour. Partant d'un clou aimanté, l'expérience qui suit illustre la transition de phase vers l'état non aimanté paramagnétique, en chauffant le clou.

REMARQUE : Attention donc à distinguer l'absence d'aimantation à température ambiante, due aux domaines de Weiss, et la perte d'aimantation lorsque l'on chauffe, due à la transition de phase ferro/para à 770°C.

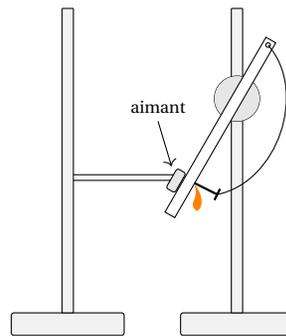


FIGURE 7.1 – Schéma de l'expérience montrant le point de Curie du fer.

On utilise le dispositif P102.32/1, composé d'une plaque réfractaire, d'un aimant en néodyme et d'un clou sur une potence et schématisé en figure 7.1. Suspendre l'aimant derrière la plaque réfractaire à l'aide d'un second statif. Accrocher la chaînette du clou P102.32 de telle sorte que lorsque celui-ci se détache de l'aimant, il parte dans une direction telle qu'il ne risque pas de vous toucher (le clou sera environ à 800°C). Approcher le clou de l'aimant, il doit tenir grâce à l'attraction magnétique. Avec un chalumeau P101.11, chauffer le clou (et non la plaque car elle peut se briser) jusqu'à ce qu'il se désaimante et se sépare de l'aimant.

- ⊗ Ne surtout pas toucher le clou juste après la fin de l'expérience ! Il reste très chaud pendant une bonne minute.

5.3 Recalescence du fer

On illustre ici une transition de phase allotropique entre le Fe_α et le Fe_γ . Le Fe_α a une structure cristalline cubique centré. Quant au Fe_γ , il présente une structure cubique à faces centrées. Ces deux variétés allotropiques n'ont pas la même densité, par conséquent le passage d'une phase à l'autre se traduit par une dilatation. Les phases stables sont Fe_α à température ambiante et Fe_γ au dessus de 906°C. Le Fe_α est moins dense que le Fe_γ .

REMARQUE : La phase α du fer est à nouveau la phase d'équilibre au dessus de 1390°C, mais on ne peut pas atteindre cette température sur l'expérience.

Placer sur le fil du dispositif P0.63 une masse de 50 g. Brancher le fil de fer directement aux bornes d'un générateur de courant continu (P53.10 par exemple). Augmenter progressivement le courant jusqu'à environ 5 A. Une fois le fil orange/jaune, couper le courant et observer la masse qui remonte avant de redescendre brièvement lors du refroidissement du fer. Le phénomène étant peu marqué, il est nécessaire d'utiliser une webcam et de projeter l'image si on veut la présenter en classe.

- ⊗ Attention à ne pas trop chauffer le fil, il se casse très facilement. Il faut augmenter progressivement le courant et être attentif à sa couleur.

La masse sert à tendre le fil. En chauffant le fil par effet Joule, celui-ci se dilate progressivement. Le passage $Fe_\alpha \rightarrow Fe_\gamma$ est masqué par la dilatation thermique. Au contraire, après la coupure du courant, le refroidissement tend à rétrécir le fil mais la transition inverse $Fe_\gamma \rightarrow Fe_\alpha$ va le détendre : on verra donc la masse remonter progressivement puis descendre brusquement à la transition avant de continuer sa remontée.

5.4 Effet Meissner

Le supraconducteur YBaCuO a une température de transition métal/supra supérieure à la température de transition liquide/gaz de l'azote. On peut donc facilement observer son état supraconducteur, notamment l'effet Meissner résultant.

Dans un bol en polystyrène, placer le supraconducteur YBaCuO P63.16 et verser par dessus de l'azote liquide. Utiliser pour cela les gants adaptés. Attendre un peu que la thermalisation se fasse. Prendre un petit aimant cubique et l'approcher doucement avec une pince en bois juste au dessus du supraconducteur. Il devrait léviter. Essayer de le mettre en rotation sur lui-même avec la pince en bois.

En devenant un diamagnétique parfait, YBaCuO repousse le champ magnétique de l'aimant, conduisant à la lévitation de celui-ci.

5.5 Surfusion de l'étain

Cette expérience permet d'illustrer l'existence d'états métastables autour d'une transition du premier ordre. Ce phénomène n'existe pas pour les transitions du second ordre.

Placer un peu d'étain P75 dans un creuset P101 (suspendu par un trépied). Chauffer le creuset par dessous avec un bec Bunsen P101.29 (relié au gaz avec les tuyaux rouges P101) jusqu'à faire fondre tout l'étain. Arrêter alors le chauffage et plonger dans l'étain liquide un thermocouple de type K P102.12D, relié à un transmetteur P70.20 fixé sur une carte d'acquisition Sysam. Lancer une acquisition avec Latis-Pro pour suivre l'évolution de la température en fonction du temps lors du refroidissement.

Le plateau observé correspond à la solidification de l'étain : pendant la coexistence des deux phases, la température ne change pas et est égale à la température de fusion. On observe avant le plateau que la température est descendue sous la température de fusion, signe qu'on a eu de l'étain liquide à une température où il est solide à l'équilibre.

Relever la température sur le plateau et la comparer à la température de fusion de l'étain à pression ambiante $T_f = 232^\circ\text{C}$. On explique la différence à la valeur tabulée par le fait que notre échantillon n'est pas pur. Chauffer à nouveau le creuset pour libérer le thermocouple.

Cette expérience est aussi décrite dans le TP6 de ce fascicule, elle est alors utilisée pour étalonner une sonde de platine.

Bibliographie

- [**Duffait Élec**] R. DUFFAIT et J.-P. LIÈVRE, *Expériences d'électronique à l'agrégation de sciences physiques*, Bréal (2010)
- [**Duffait CAPES**] R. DUFFAIT, *Expériences de physique - CAPES de sciences physiques*, Bréal (2011)
- [**FLTCLD**] M. FRUCHART, P. LIDON, E. THIBIERGE, M. CHAMPION, A. LE DIFFON, *Physique expérimentale : optique, mécanique des fluides, ondes et thermodynamique*, De Boeck (2016)
- [**Quaranta I**] L. QUARANTA, *Dictionnaire de physique expérimentale, Tome I : La mécanique*, Pierron (2002)
- [**Quaranta II**] L. QUARANTA, *Dictionnaire de physique expérimentale, Tome II : Thermodynamique et applications*, Pierron (2002)
- [**H-prépa Ondes PC**] J.-M. BRÉBEC et. al., *H-prépa Ondes PC*, Hachette (1997)
- [**SanzPC**] M.N. SANZ, B. SALAMITO, *Physique tout-en-un PC-PC**, Dunod (2009)
- [**Andreotti**] B. ANDREOTTI, Y. FORTERRE et O. POULIQUEN, *Les milieux granulaires : entre fluide et solide*, EDP Sciences (2011)
- [**Asch**] G. ASCH et al. *Les capteurs en instrumentation industrielle*, Dunod (2010)
- [**Couture-Zitoun**] L. COUTURE et R. ZITOUN, *Physique statistique*, Ellipses (1992)
- [**Garing OM**] C. GARING, *Ondes mécaniques et diffusion*, Ellipses (1998)
- [**Oswald**] P. OSWALD, *Rhéophysique, ou comment coule la matière*, Belin (2005)
- [**PGDG**] P.-G. DE GENNES, F. BROCHARD-WYART et D. QUÉRÉ, *Gouttes, bulles, perles et ondes*, Belin (2013)
- [**Strelkhov**] S. STRELKHOV, *Mécanique*, Éditions de Moscou (1978)
- [**Taillet Dico**] R. TAILLET, L. VILLAIN, P. FEBVRE, *Dictionnaire de physique*, De Boeck (2013)
- [**BUP 589**] J.-P. GAUTIER, A. DEGUIN et R. BALDY, *Appareil d'enseignement pour l'étude des propriétés des fluides au voisinage du point critique*, BUP 589 p.321 et suivantes (1976)
- [**BUP 808**] A. DEIBER et J.P. DEIBER, *Aux confins de la mécanique et de la thermodynamique à travers l'expérience de Rüchardt*, BUP 808 p.1615 et suivantes (1998)
- [**BUP 827**] A. DEIBER et O. KEMPF, *Lampe à incandescence, corps noir, loi de Stefan et filtre passe-bas*, BUP 827 p.1595 et suivantes, (2000)
- [**BUP 837**] C. DE IZARRA et M. PENNANEAC'H, *L'expérience de Rüchardt et Rinkel*, BUP 837 p.1375 et suivantes (2001)
- [**BUP 845**] F. BERNARDOT, J. BRUNEAUX et J. MATRICON, *Un archétype d'oscillateur : le résonateur acoustique de Helmholtz*, BUP 845 p.1055 et suivantes (2002)
- [**BUP 867**] R. DUFFAIT, *Étude expérimentale des oscillateurs mécaniques*, BUP 867 p.1307 et suivantes (2004)
- [**R400**] Y. PARMENTIER et F. KRATZ, *Capteurs : définition, principe de détection*, Techniques de l'ingénieur n°R400
- [**K730**] P. LEBLOIS, *Thermoélectricité : des principes aux applications*, Techniques de l'ingénieur n°K730
- [**E2120**] M. CANTAGREL, *Thermistances à CTN*, Techniques de l'ingénieur n°E2120
- [**R2510**] M. SADLI, *L'échelle internationale de température : EIT-90*, Techniques de l'ingénieur n°R2510
- [**Pantaleone**] J. PANTALEONE, *Synchronization of metronomes*, Am. J. Phys **70** (10), October 2002

Liste du matériel

TP 1 : Mécanique newtonienne

- Dispositif chute des corps P78 . 4
- 2 Chronocapteurs P96 . 27
- Chronocompteur numerique P96 . 26
- Fil à plomb P96 . 19
- Alimentation Elix P53 . 20
- Balle de ping-pong P106 . 44 (en seconde lecture)
- Table pour mobiles autoporteurs P81 . 11
- Mallette pour mobiles autoporteurs P81 . 5
- Alimentation pour mobiles autoporteurs P81 . 6
- Appareil photo P15 . 39
- Pendule grand angle P79 . 14
- Alimentation boitiers électroniques P42 . 39
- Gyroscope P80 . 11
- Tachymètre P96 . 2
- Laser P5 . 13
- Diode à effet latéral P18 . 1
- Flacon de Mariotte pour expérience de Rüchardt P104 . 42 (en seconde lecture)
- Tube de précision pour expérience de Rüchardt P104 . 41 (en seconde lecture)
- Pompe manuelle + boite P104 . 43 (en seconde lecture)
- Manomètre P96 . 55 (en seconde lecture)

TP 2 : Oscillateurs couplés et ondes mécaniques

- Pendules couplés P79 . 21
- Alimentation boitiers électroniques P42 . 39
- Pendule couplés 4 masses P79 . 22/1
- Camera Vidéoocom P17 . 14/2
- Trépied P32 . 11
- Vibreur P99 . 13
- Amplificateur de puissance P47 . 7
- Ficelle pour expérience de Melde P99
- Masse de 100 g pour expérience de Melde P98
- Poulie pour expérience de Melde P80
- Stroboscope P3 . 3
- Fréquencemètre P69 . 5
- 2 Métromes P71 . 36 (en seconde lecture)
- 2 Canettes vides P71 (en seconde lecture)

TP 3 : Mécanique des fluides

- Petite seringue pour expérience de Stokes P104 . 29
- Cylindre pour expérience de Stokes P106 . 17
- Glycérol coloré P75
- Viscosimètre à bille P105 . 44/2
- Boîtes de billes P106 . 37
- Chronomètre P96 . 56
- Vase de Mariotte P105 . 37
- Capillaire en verre P105 . 37
- Balance P97
- Soufflerie P0 . 20
- Anémomètre à fil chaud P96 . 46
- Sciure de bois P75
- Tube coudé pour convection P106 . 29
- Chalumeau P101 . 11

TP 4 : Acoustique

- Émetteur + récepteur ultrasonore P73 . 21
- Plaque en aluminium P68 . 10
- Cuve avec bloc de dural P0 . 28
- 2 Cornets pour trombone de König P71 . 21
- Trombone de König P72 . 2
- Haut-parleur P74 . 29
- Micro-cravate P74 . 37
- Adaptateur micro P74 . 38
- 2 Diapasons 440 Hz P71 . 6
- Marteau pour diapason P71 . 33
- Masselotte pour diapason P71 . 27
- Banc pour effet Doppler P73 . 23
- 2 Chronocapteurs P96 . 27
- Chronocompteur numérique P96 . 26
- Multiplieur P41 . 15
- Filtre passe-bas P41 . 21
- Résonateur de Helmholtz P72 . 6 (en seconde lecture)
- Diapason 288 Hz P71 . 3

TP 5 : Phénomènes de surface et capillarité

- Dispositif de traction pour stick-slip P82 . 14
- Patin en bois P82 . 10/3
- Module Hameg avec générateur de tension continue P28 . 1
- Boîte de masses P98 . 10
- Camera Vidéocom P17 . 14/2 (en seconde lecture)
- Cadre rectangulaire ou circulaire P105 . 15

- Liquide à bulles P76
- Sachet avec plaques de différents matériaux P105 . 48
- Appareil photo P15 . 19
- Support à capillaires et cuve P105 . 16
- Cuve cunéiforme P105 . 19
- Dispositif avec anneau d'arrachement P105 . 22
- Sodium dodécylsulfate (SDS) P76 (en seconde lecture)
- Cuve à ondes P0 . 19

TP 6 : Mesures de température

- Bassine en plastique + thermostat P101 . 14
- Seringue de 50 mL P104 . 29
- Manomètre P96 . 55
- Bouilloire électrique P101 . 28
- Tube de Kundt P72 . 3
- Bain thermostaté P0 . 86
- Multimètre 4 fils Fluke 8846 P69 . 35
- Sonde Pt 100 4 fils + boîtier P102 . 120
- Creuset + trépied P101 contenant de l'étain P75
- Bec Bunsen + tuyau P101 . 29
- Agitateur magnétique chauffant P101 . 16
- Thermocouple type T P102 . 12M
- Thermistance CTN 470 Ω P102 . 12H
- Alimentation Elix P53 . 20
- Thermistance CTP de 1,9 Ω P102 . 13
- Thermistance CTN de 4,7 Ω P102 . 12F
- Thermomètre à alcool P102 . 2

TP 7 : Transitions de phase

- Appareil SF₆ P0 . 13
- Bain thermostaté P0 . 86
- Calorimètre P103 . 47
- Thermomètre P102 . 31
- Thermocouple type K P102 . 12L
- Bouilloire électrique P101 . 28
- Vase Dewar P103 . 48
- Balance de précision P97 . 20
- Résistance chauffante à face jaune P103
- Alimentation ITC P53 . 6
- Supraconducteur avec TC type T P102 . 36 (en seconde lecture)
- Multimètre 4 fils Fluke 8846 P69 . 35 (en seconde lecture)
- Bec Bunsen + tuyau P101 . 29
- Dispositif pour la mesure du Point de Curie P102 . 32
- Chalumeau P101 . 11

- Dispositif pour transition de phase du fer P0 . 63
- Alimentation Agilent P53 . 10
- Supraconducteur YBaCuO P63 . 16
- Creuset + trépied P101 contenant de l'étain P75
- Thermocouple de type K P102 . 12D
- Transmetteur thermocouple P70 . 20