

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.

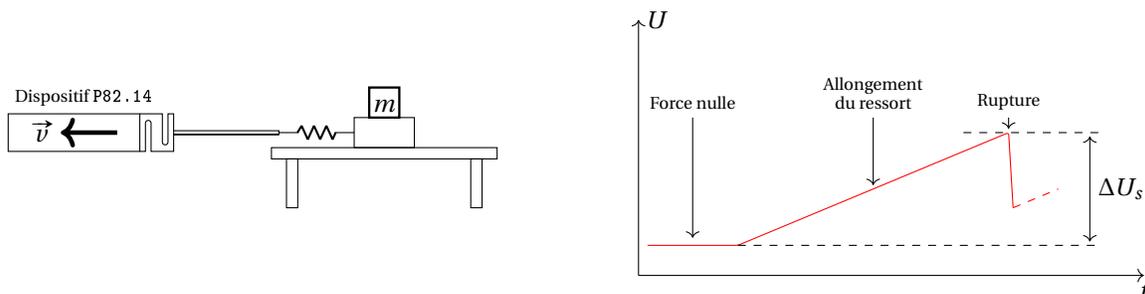


FIGURE 5.1 – À gauche, schéma de l'expérience de mesure de coefficient statique. À droite, allure de la courbe obtenue.

⊗ 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.

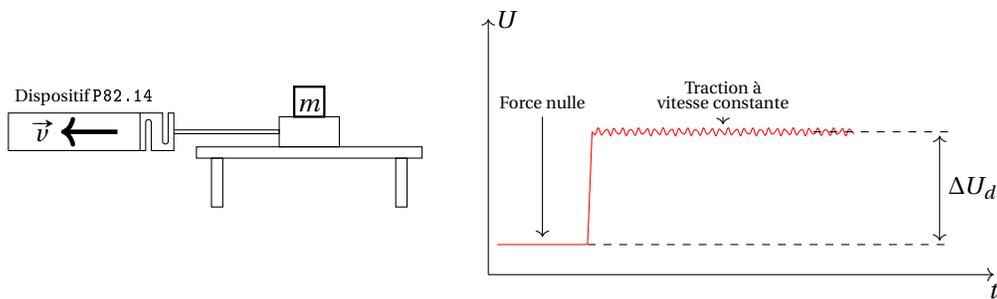


FIGURE 5.2 – À gauche, schéma de l'expérience de mesure de coefficient dynamique. À droite, allure de la courbe obtenue.

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.

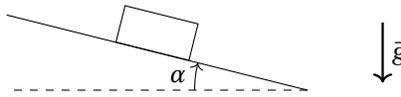


FIGURE 5.4 – On augmente l'angle d'inclinaison α jusqu'au glissement du patin.

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.

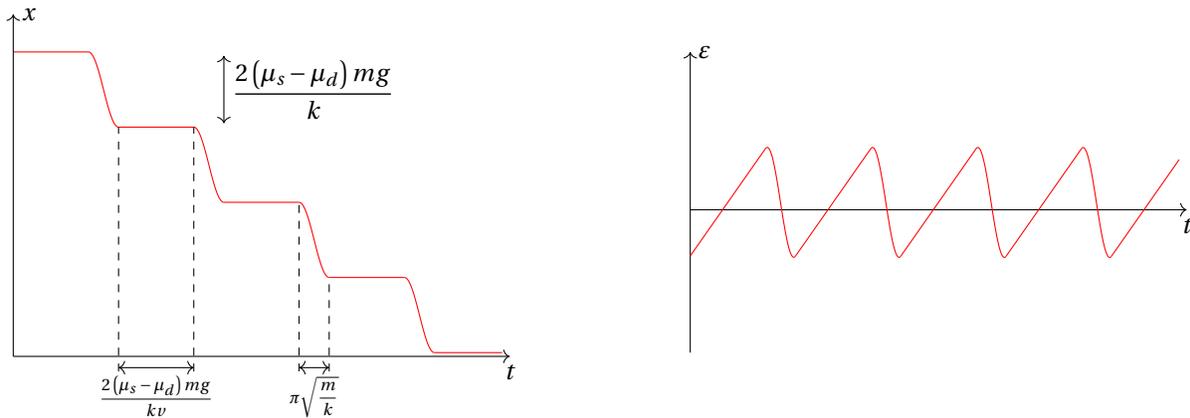


FIGURE 5.5 – Allure de la position x du bloc et de l'allongement ε du ressort en fonction du temps lors d'un mouvement de stick-slip.

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.

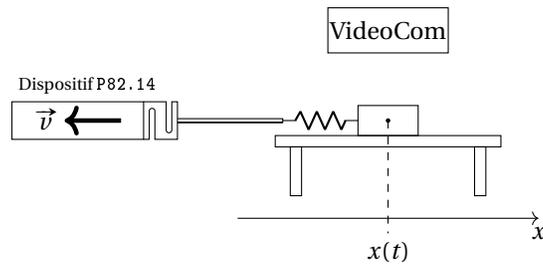


FIGURE 5.6 – Schéma de l'expérience de stick-slip.

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.

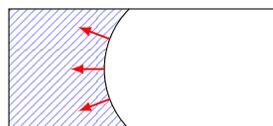


FIGURE 5.7 – Fil tendu par les forces de tension superficielle.

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 b cher 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 b cher dans le flacon.

2.2 Loi de Laplace

  [PGDG] p.17, [Quaranta I]   « 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 b cher 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.

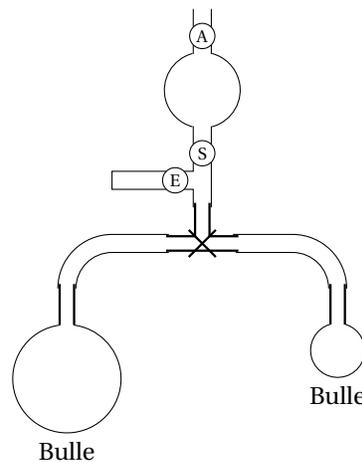


FIGURE 5.8 – Expérience illustrant la loi de Laplace.

3 Contact à trois phases

3.1 Forme des gouttes

  [PGDG], p.43-45, [Quaranta I]   « 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,  a n'est pas le cas. Cela est d  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.

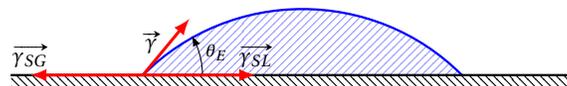


FIGURE 5.9 – Goutte en mouillage partiel : définition de l'angle de contact.

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.

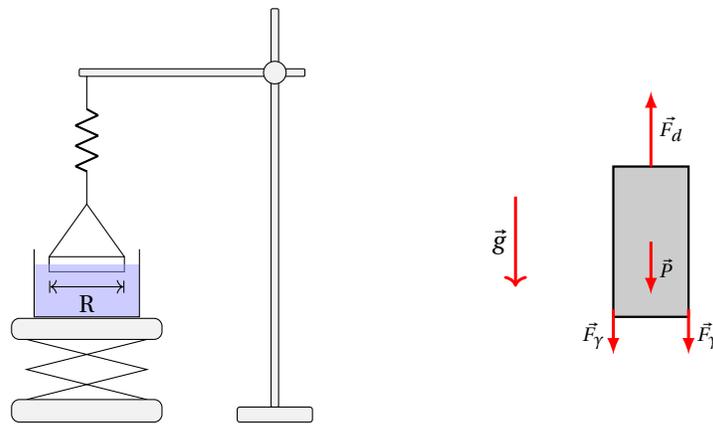


FIGURE 5.10 – Mesure de la tension de surface par la méthode d'arrachement.

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.

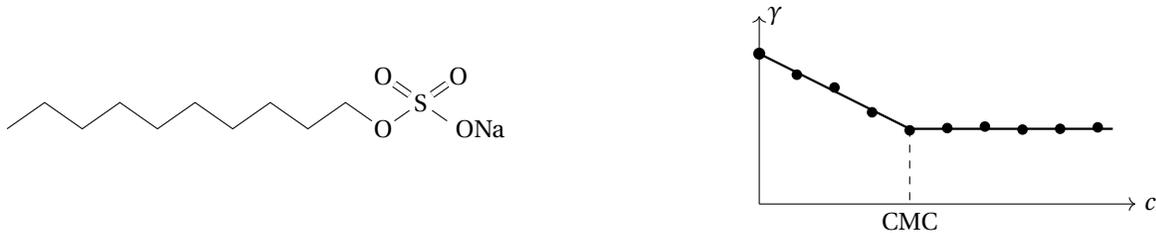


FIGURE 5.11 – À gauche, représentation de la molécule de SDS. À droite, évolution de la tension de surface d'une solution de SDS en fonction de la concentration.

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.

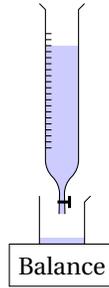


FIGURE 5.12 – Schéma de l'expérience de stalagmométrie.

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.

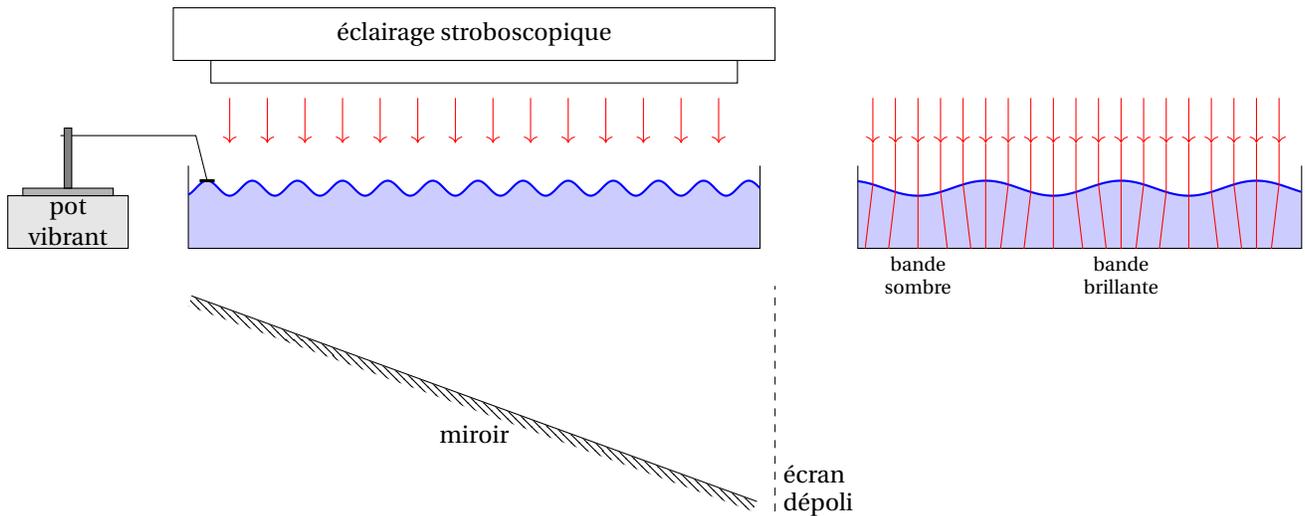


FIGURE 5.13 – À gauche, schéma de la cuve à ondes. À droite, principe du dispositif optique de la cuve.

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.