

MP34 – PHÉNOMÈNES DE TRANSPORT

4 juin 2021

Deleuze Julie & Jocteur Tristan

Niveau : Classes préparatoires

Bibliographie

- ⚡ *Fascicule de TP Electromagnétisme, Partie Matériaux,*
Quelqu'un-e
- ⚡ *Fascicule de TP Optique, Partie Photorécepteurs,*
Quelqu'un-e

Table des matières

1	Diffusion	2
1.1	De particules	2
1.2	De quantité de mouvement	4
2	Conduction	5
3	Rayonnement	6

Remarques sur les montages précédents

Bon basiquement il faut faire des choix pour ce montage. La seule remarque du jury c'est suggérer de ne pas faire que de la diffusion. Bon les choix que je fais sont arbitraires donc possibilité de modifier. En gros la manip diffusion eau-glycérol tout le monde la fait à Lyon ou à Ulm (et même etienne thibierge y'a mille ans), c'est un peu la manip cool du montage donc je pense on la garde. Après au niveau des métaux on peut faire diffusion thermique avec le gros barreau qu'on alimente en sinusoïdal la et la conductivité thermique avec l'évolution de la température (bobine dans l'eau). Je pense que conductivité thermique faut la garder, ça montre un autre type de transport que de la diffusion, l'autre c'est un choix avec le reste. Après on a le viscosimètre à bille (diffusion car effet de viscosité) c'est une manip simple mais peut-être un peu moins pousse-bouton que la diff thermique dans le cuivre. Enfin pour le rayonnement il y a l'ampoule et le corps noir qui a le mérite de parler de rayonnement mais à tester pour voir si ça marche bien. Tout ça, ça fait 5 manip possibles. Mon choix ça serait d'abandonner la thermique du cuivre (Pacary a abandonné les deux métaux), de faire les 4 et que le rayonnement saute avec le temps si il faut (donc la mettre en dernier), ça fait une ouverture.

1 Diffusion

1.1 De particules

♣ BUP 819

Principe : Le moteur de la diffusion est l'agitation thermique qui met en mouvement les particules. Ici, le paramètre inhomogène à considérer est la densité des particules ce qui est bien pris en compte dans la loi phénoménologique de Fick :

$$\vec{j} = -D\vec{\nabla}c.$$

La conservation du nombre de particules en l'absence de sources donne :

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

J'ai choisi d'illustrer la diffusion de particules avec la diffusion du glycérol dans l'eau. L'intérêt est qu'on étudie ici la diffusion dans le cas d'un régime transitoire. Ce phénomène peut être étudié avec une méthode optique. En effet, l'indice optique de la solution varie en fonction de la concentration en glycérol. Un faisceau lumineux traversant un milieu possédant un gradient de concentration en glycérol sera alors dévié.

PRINCIPE

L'expérience est tirée directement de *Optics* de Sommerfeld (p. 347). L'eau et le glycérol ayant des indices optiques différents, la diffusion de l'un dans l'autre crée un gradient de concentration, et donc d'indice, dans la zone de mélange. La déviation d'un faisceau lumineux par le gradient d'indice permet de mesurer la diffusivité du glycérol dans l'eau.

Si la déviation α du rayon est petite,

$$\alpha = d \frac{dn}{dx}$$

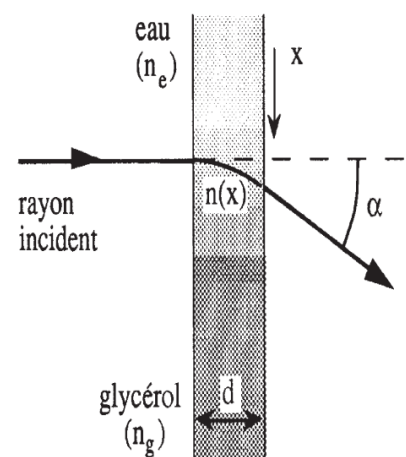


Figure 1

Précautions : Éviter d'introduire un mouvement de convection au début.. Il faut avoir un indice optique relativement proche de l'eau, d'où un mélange eau-glycérol 50 – 50. A l'instant $t = 0$, les deux liquides ne sont pas mélangés, l'interface est donc horizontale. Puis ils diffusent l'un dans l'autre suivant la direction verticale : la concentration en glycérol et donc l'indice optique dépend alors du temps et de l'altitude.

Hypothèses :

- L'épaisseur du milieu traversant est suffisamment faible pour avoir un gradient de concentration constant sur toute l'épaisseur
- Temps assez long pour pouvoir confondre θ et $\tan \theta$ en $z = 0$
- Milieux semi-infinis
- On néglige l'influence de la pesanteur

Mise en équation Pour des faibles déviations, on a :

$$\theta = e \frac{\partial n}{\partial z}$$

De plus, on suppose que l'indice du mélange est la moyenne pondérée des indices des deux solutions :

$$n = (1 - c)n_{\text{eau}} + cn_{\text{glycerol}}$$

En utilisant l'équation de diffusion, on peut alors exprimer la déviation au cours du temps et de l'altitude :

$$\theta(z, t) = -e(n - n_{\text{eau}}) \frac{\exp(-z^2/4Dt)}{\sqrt{4\pi Dt}}$$

En inclinant la nappe laser à 45° par rapport à la verticale, on décale horizontalement les points d'impact des rayons qui traversent la cuve à des altitudes différentes. La déviation est alors proportionnelle à l'écart vertical entre un point de la trace et la droite qu'on aurait en l'absence de cuve. L'écart maximal se trouve en $z = 0$. En $t = 0$, on a un segment lumineux puisque le gradient d'indice optique est une fonction de Dirac. Puis, d'après l'expression précédente, la trace sur l'écran ressemble à une gaussienne qui s'étale en s'aplatissant au cours du temps. En se limitant à des temps assez grands ($\theta \simeq \tan \theta$), en $z = 0$, on a :

$$h(t) = \frac{eL(n - n_{\text{eau}})}{\sqrt{4\pi Dt}}$$

où L est la distance entre l'écran et la face de sortie de la cuve.

RÉALISATION DE L'EXPÉRIENCE

Élargir un faisceau laser avec une lentille cylindrique pour réaliser une nappe, inclinée à 45° par rapport aux côtés de la cuve. On fera les observations sur un écran.

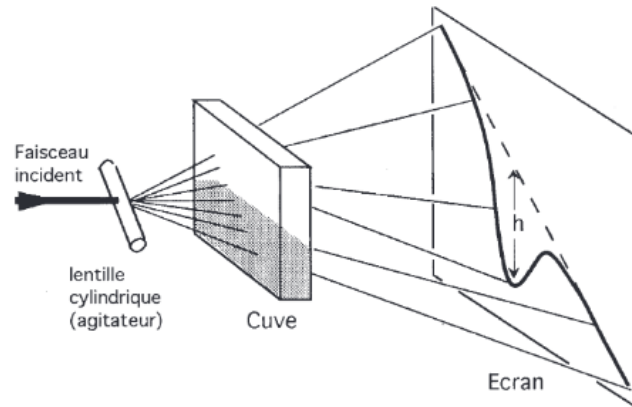


Figure 2

Quand la cuve est vide, la trace de la nappe sur l'écran est une ligne inclinée à 45° (trait pointillé sur la figure 2). Remplir à moitié d'eau, puis verser doucement le glycérol dans le fond de la cuve à l'aide de la burette. L'extrémité de la burette doit être sur le côté de la cuve et plonger jusqu'au fond pour limiter au maximum le mélange des deux liquides par convection. La nappe laser est alors fortement déformée : l'allure de la trace sur l'écran est indiquée en trait gras sur la figure 2.

Précautions

- purger la burette ;
- ne pas secouer la cuve pendant l'expérience (il ne faut surtout pas essayer d'enlever la burette après avoir versé le glycérol) ;
- **utiliser plutôt un mélange eau-glycérol (50 %)** que du glycérol pur, dont l'indice est trop différent de celui de l'eau, la déviation est alors très importante et on sort du



Diffusion de particules



On fait l'interface avec une seringue qu'on retire délicatement puis on met en place la cuve. On démarre alors le chronomètre à la première mesure. On mesure h en fonction de t . On trace $\left(\frac{eL(n-n_{\text{eau}})}{\sqrt{4\pi h}}\right)^2$ en fonction du temps et la pente obtenue est D . On compare à une valeur tabulée, on doit trouver $0.17e-9 < D < 0.31e-9$, d'après l'article <https://pubs.acs.org/doi/pdf/10.1021/je049917u>. On trouve 0,28 c bon.

1.2 De quantité de mouvement

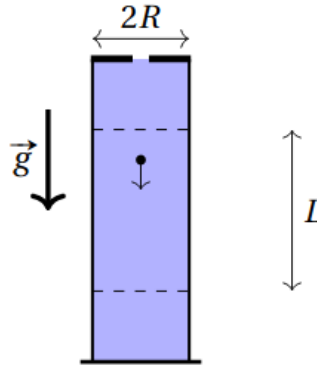
☛ Poly Divers

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 :

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



Chute de billes

☞ Poly Divers p23 ou Jolidon p436



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 $R = 3,2 \text{ cm}$ 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 $r = 0,5 \text{ mm}$ (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.

Pas de remarques particulières ça marche bien.

2 Conduction

☞ Poly d'électromag



Conduction dans du cuivre



2.1.3 Protocole expérimental

Le fil que nous utilisons a une longueur $L = 1710 \pm 5$ cm et un diamètre $d = 0,80 \pm 0,01$ mm. Le fil est enroulé, on parlera donc de bobine de fil. Pour faire varier la température du cuivre, on immerge la bobine de fil de cuivre dans l'eau. Comme la mesure de R est réalisée en courant continu, il n'y a pas d'effets inductifs.

Chauffer de l'eau avec une bouilloire P101.28 et verser l'eau chaude dans un b cher, placé sur un agitateur magnétique P101.31. Immerger la bobine P56.27 jusqu'aux jonctions électriques (qui doivent rester sèches). Mesurer la température, avec un thermocouple P102.16, branché sur l'appareil P102.27 (attention à la polarité). Pour plusieurs températures, pendant que l'eau refroidit, mesurer la résistance R de la bobine de cuivre. Vous pouvez utiliser un multimètre quatre fils de précision P69.35 (les deux fils correspondant à l'une des extrémités sur LOW et les deux autres sur HIGH).

On attend des valeurs de résistance autour de $0,5 \Omega$. En déduire la résistivité $\rho = RS/L$. Tracer ρ en fonction de Θ et ajuster par une droite affine $\rho(\Theta) = \alpha\Theta + \rho_0$ (avec Θ en $^\circ\text{C}$). Vous pouvez comparer les valeurs de α et ρ_0 avec les valeurs tabulées $\alpha = 6,76 \times 10^{-11} \Omega\cdot\text{m}\cdot\text{K}^{-1}$ et $\rho_0 = 1,543 \times 10^{-8} \Omega\cdot\text{m}$.

3 Rayonnement

  BUP 827

Principe D'après la loi de Stefan, la puissance surfacique  mise par un corps noir à la température T est :

$$P = \sigma T^4$$

où $\sigma = 5,6703 \cdot 10^{-8} \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ est la constante de Stefan-Boltzmann. Nous allons vérifier cette loi avec une ampoule de tungstène, assimilée à un corps noir.

Hypothèses

- Régime permanent
- Le tungstène est un corps noir.
- Les pertes se font uniquement par rayonnement.

Mise en équation On a la relation entre la résistance et la température du tungstène (BUP 827) :

$$T = \frac{-b + \sqrt{b^2 + 4a\frac{R}{K}}}{2a}$$

avec a et b obtenue à partir de la relation entre la résistivité et la température qu'on considère connue, $a = 2,54 \cdot 10^{-14} \cdot \text{m}/\text{K}^2$ et $b = 23,0 \cdot 10^{-11} \cdot \text{m}/\text{K}$, et $K = \frac{R(T_0)}{aT_0^2 + bT_0}$ où $T_0 = 2400\text{K}$, qui correspond au point de fonctionnement de l'ampoule aux valeurs nominales, pour l'ampoule utilisée (6 V et 0,1 A), $K = 8,6 \cdot 10^7 \text{m}^{-1}$. On détermine aussi la puissance rayonnée en considérant qu'elle correspond à toute l'énergie fournie, donc à l'équilibre thermique, la puissance totale rayonnée est $P = UI$.



Vérification de la loi de Stefan



Juste une ampoule branch e sur un alternostat dont on mesure U et I . On a une relation entre résistance et température pour le tungstène et on veut vérifier la loi de Stefan $P = UI = \sigma T^4$. Bon à voir si on arrive vraiment à avoir l'exposant 4. (voir article pdf pour les approximations etc)

On trace $\ln(P) = f(T)$, on doit obtenir une droite de pente 4 .

Incertitudes :

- Courant et Tension : dernier digit de l'ampèremètre et du voltmètre
- Vérification des hypothèses et discussion du modèle réalité, le tungstène n'est pas vraiment un corps noir, il faut donc prendre en compte son émissivité :

$$P = \epsilon \sigma T^4$$

qui vaut $\epsilon = 0,115$ à 1000K et $\epsilon = 0,28$ à 2000K .

-  changes d'énergie par convection avec le support métallique et convection avec le gaz qui l'entoure, donc il a des termes supplémentaires (notamment convecto-diffusif avec le coefficient de Newton). Cependant, les ampoules faible puissance contiennent peu de gaz.
- La loi de Stefan s'applique sur un corps convexe, or le filament à une structure spiralée, certains tronçons absorbent l'énergie  mise par d'autres parties.