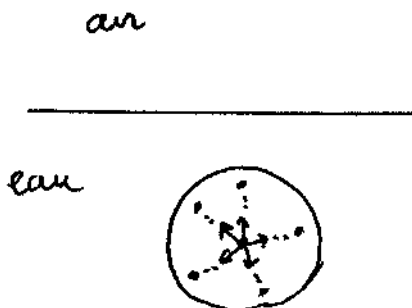


Notions élémentaires sur les phénomènes de capillarité.

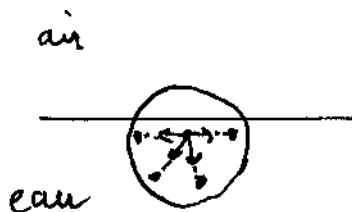
1 Energie surfacique.

Au sein d'un liquide, les forces intra-moléculaires sont les forces de Van der Waals attractives et à court rayon d'action (de l'ordre du nanomètre).

Une molécule au sein du liquide est entourée de toutes parts par ses proches voisines, qui exercent sur elle des forces dans toutes les directions et dont le bilan est donc nul



Imaginons maintenant une molécule proche de la surface, à une distance inférieure à la portée des forces de Van der Waals; il y aura plus de proches voisines sous la molécule l'attirant vers le bas que de proches voisines au-dessus l'attirant vers le haut. Le bilan des forces est donc vers le bas



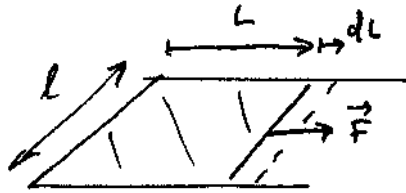
Pour amener une molécule en surface, il faut donc exercer une force vers le haut pendant les derniers nanomètres de trajet, donc lui fournir un certain travail w .

Pour former une surface de séparation air-liquide d'aire S contenant N molécules il faut donc fournir une énergie totale $E = N w$. Or, à la surface, une molécule occupe une aire moyenne σ , la même pour toutes les molécules. On a donc $N = S/\sigma$ et $E = (w/\sigma) S$.

Il y a donc proportionnalité entre l'aire S de l'interface liquide-air et l'énergie E nécessaire à sa formation. On note traditionnellement $E = A S$. Le coefficient A s'appelle « tension superficielle » du liquide. Son unité pourrait être le watt par mètre carré, on verra plus loin pourquoi on l'appelle plutôt newton par mètre. Des considérations théoriques et des mesures expérimentales montrent que la tension superficielle varie avec la température, on peut donc noter $E = A(T) S$.

2 Forces de capillarité.

Imaginons un liquide dont la surface soit rectangulaire, de largeur ℓ et de longueur L , que trois des côtés de ce rectangle soient fixes et que le quatrième se déplace de sorte que la longueur augmente de dL

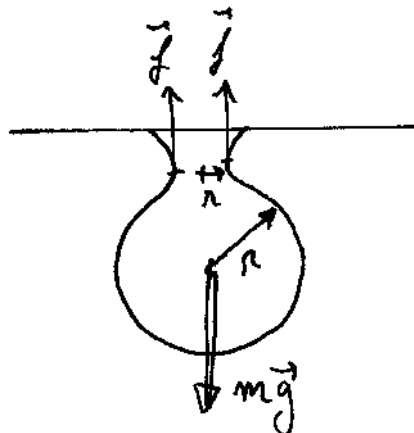


La surface augmente donc de $dS = l dL$ et l'énergie de $dE = A dS = A l dL$. Comment a-t-on pu fournir cette énergie ? Tout simplement en exerçant sur le côté mobile une force normale, dans le plan de la surface, vers l'extérieur de celle-ci ; cette force F fournit un travail $\delta W = F dL$ qui s'identifie à dE . On en déduit donc $F = A l$.

Par réaction, le liquide exerce donc sur une longueur ℓ de son contour, une force normale attractive proportionnelle à la longueur, ce qui justifie du reste l'unité en newton par mètre.

3 Un exemple d'application.

Soit une goutte d'eau sphérique de rayon R suspendue en dessous d'un support solide auquel elle s'attache par un pédoncule dont le rayon minimum au niveau de son étranglement est r

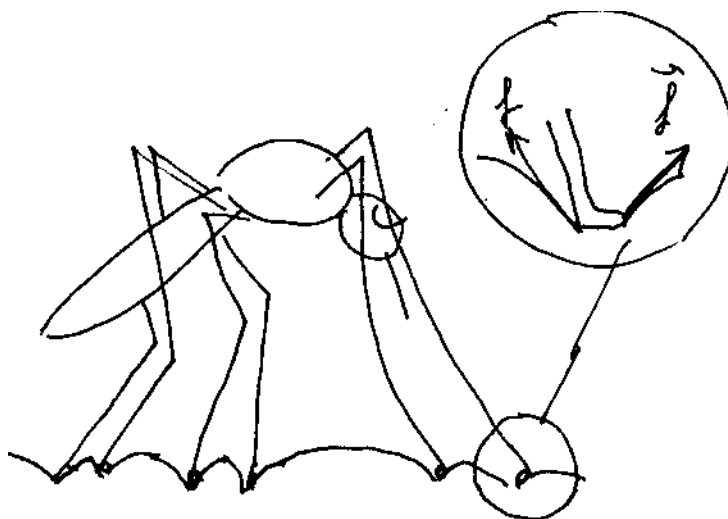


A l'équilibre, le bilan des forces s'exerçant sur l'eau en dessous de l'étranglement est nul. Le poids est approximativement celui d'une sphère soit, en appelant μ la masse volumique de l'eau $P = 4/3 \pi \mu R^3 g$. La force de capillarité s'exerce sur la circonférence d'un cercle de rayon r , elle vaut donc $F = 2 \pi A r^2$. On en déduira une relation entre r et R .

Cela dit, cet exemple est naïf pour trois raisons :

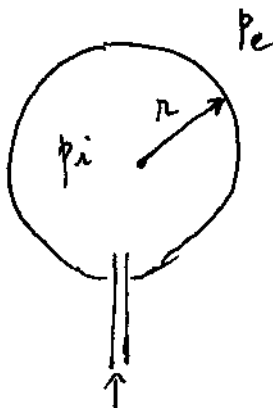
- La compétition entre forces de capillarité et forces de pression modèle la forme de la goutte. L'étude théorique est complexe mais possible et il en résulte que la goutte n'est pas sphérique.
- Le raccordement du pédoncule avec le support se fait sur une courbe où se raccordent trois milieux : l'air, l'eau et le solide. L'expérience prouve alors que l'angle formé par la surface du liquide et celle du solide est une constante pour un liquide donné et il faut en tenir compte.
- Une goutte avec pédoncule est foncièrement instable car si la goutte descend un peu le pédoncule s'étire et, par conservation de la masse, s'amincit ; les forces de capillarité diminuent et ne peuvent plus compenser le poids. Le pédoncule finit par se briser et la goutte chute inexorablement.

C'est toutefois avec ce type de raisonnement que l'on explique comment certains insectes parviennent à marcher à la surface de l'eau. Leurs pattes sont enduites de substances hydrophobes, ce qui permet à la surface de l'eau de s'incurver sous l'effet du poids de ces moustiques et aux forces de capillarité de s'exercer vers le haut.



4 Loi de Laplace.

Soit une bulle de liquide sphérique, de rayon r , soumise à la pression atmosphérique, qu'on appellera pression externe notée p_e . A l'aide d'une seringue injectons du liquide dans la bulle pour faire passer son rayon à $r + dr$.



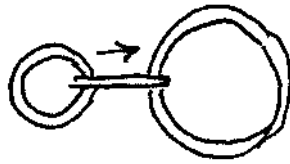
Son aire $A = 4\pi r^2$ augmente de $dA = 8\pi r dr$ et son énergie de $dE = 8\pi A r dr$. Il a aussi fallu vaincre les forces de pression en fournissant le travail $\delta W = p_e dV = 4\pi p_e r^2 dr$. Comment a-t-on fourni cette énergie $dE + \delta W$? En exerçant sur le piston de la seringue une pression, égale à la pression à l'intérieur de la bulle, notée p_i , ce qui fournit le travail $\delta W' = p_i dV = 4\pi p_i r^2 dr$ (avec le même dV car le liquide est incompressible). De l'égalité $\delta W' = \delta W + dE$ on tire aisément la loi de Laplace :

$$p_i - p_e = 2 \frac{A}{r}$$

qui fait apparaître une discontinuité de pression d'autant plus importante que la courbure $2/r$ de la sphère est grande.

5 Un célèbre paradoxe.

On relie deux bulles de savon, une petite et une grosse, à l'aide d'une paille.



La surpression entre intérieur et extérieur est plus importante pour la petite bulle, c'est donc à l'intérieur de celle-ci que la pression est la plus grande et donc, dans la paille, l'air va s'écouler des hautes pressions vers les basses. C'est donc la petite bulle qui va se vider dans la grosse, jusqu'à sa disparition totale.