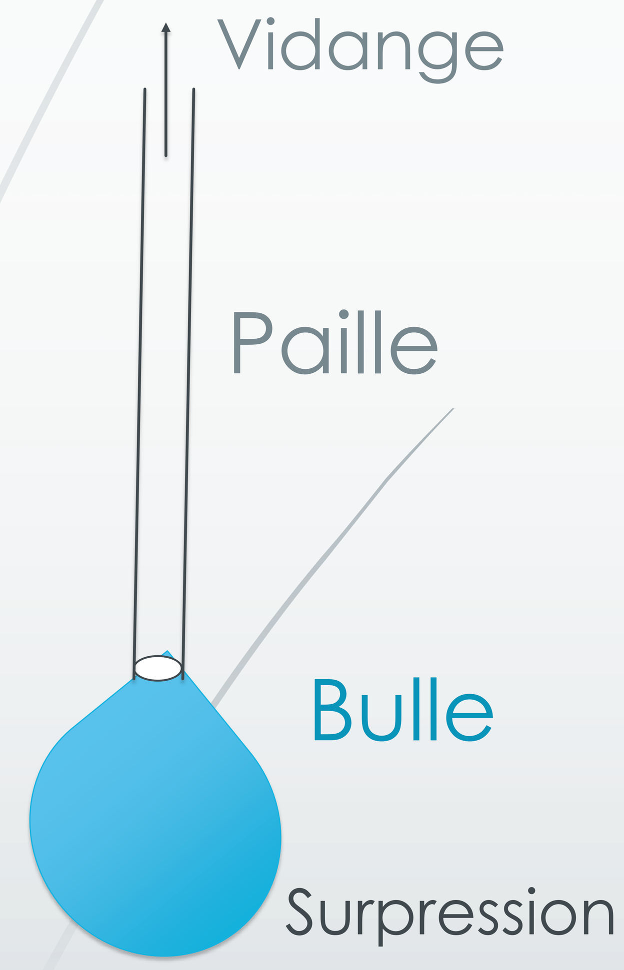
Vidange d'une bulle de savon

Adrien BOSSI – Gael DETHOOR - Fabrice JOURDAN – Sébastien VANSON | Arts et Métiers ParisTech – UPMC *Ecoulements multiphasiques*

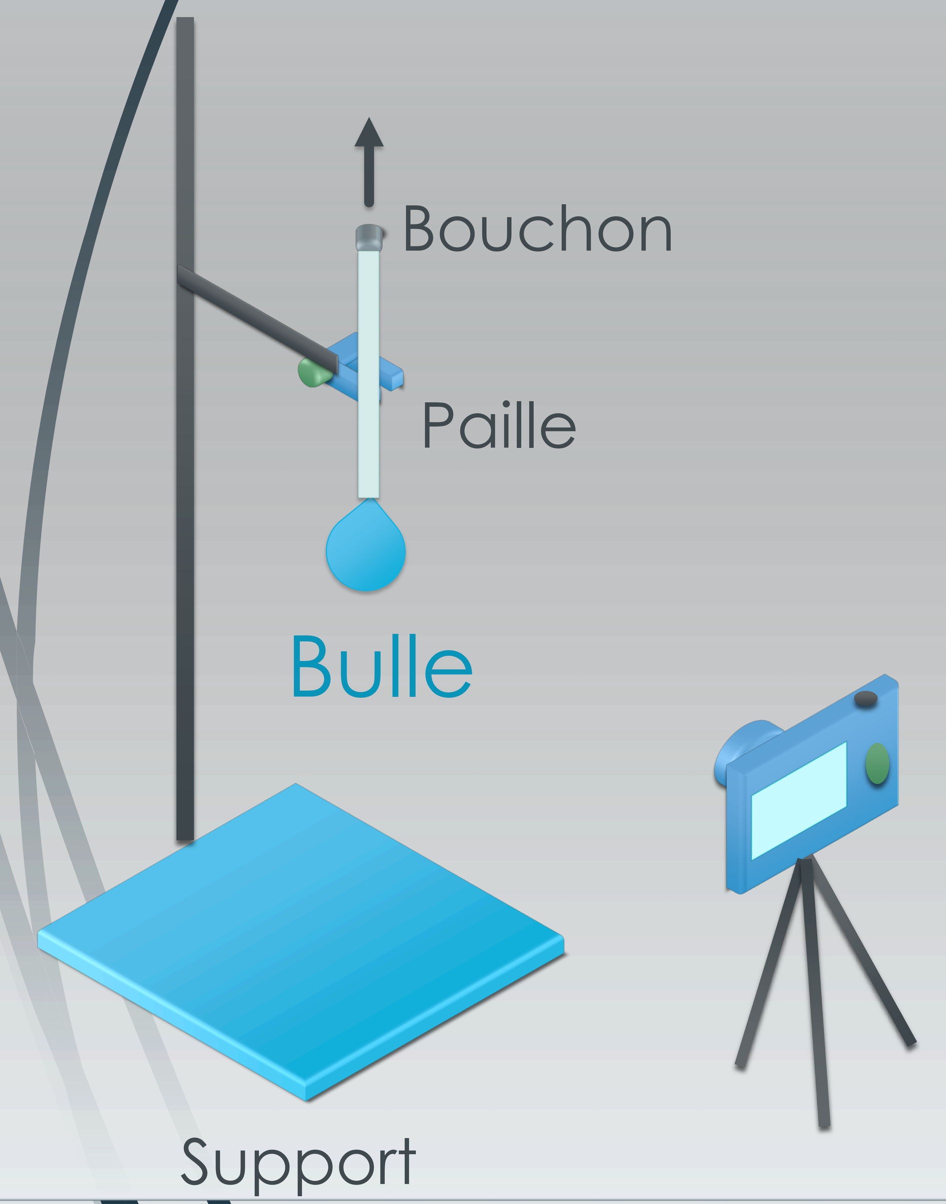
Problématique

Lesquels des effets visqueux ou inertiels pilotent le phénomène de vidange d'une bulle à travers une paille ?

Présentation du phénomène



Protocole expérimental



Paramètres expérimentaux

Paramètres	Notations	Paramètres	Notations
Rayon de la goutte	R	Surface	S
Rayon de la bulle initial	R0	Longueur de la paille	L
Rayon de la paille	Rpaille	Temps	t
Constante de décroissance caractéristique	α	Temps caractéristique de vidange	τ
Tension de surface	σ		

Modèle

Modèle inertiel:

$$R(t) = R0.\left(1-\frac{3.5S}{2\pi.R0^{3.5}}.\sqrt{\frac{2.\sigma}{\rho}}.t\right)^{\frac{1}{3.5}}$$

Modèle visqueux:

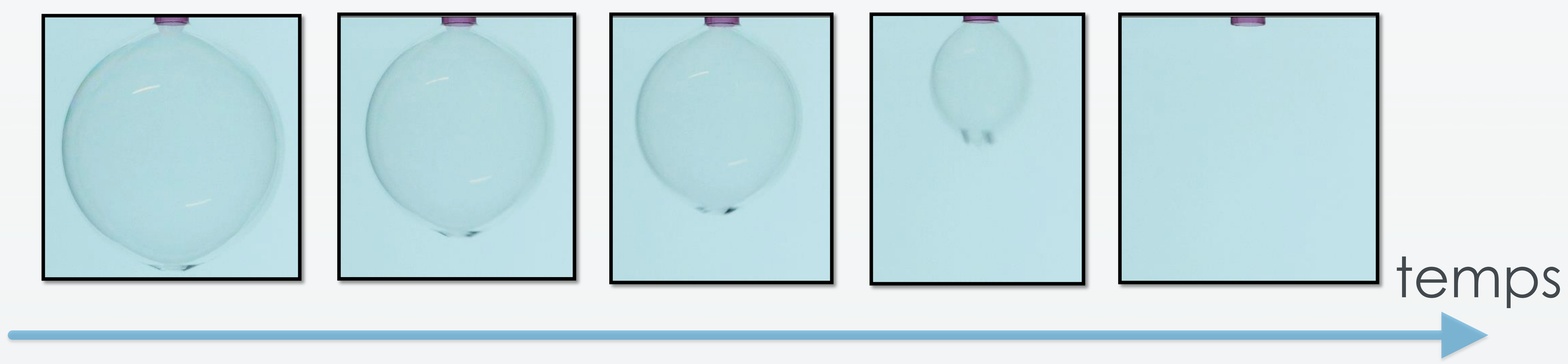
$$R(t) = R0.\left(1-\frac{rpaille^{4}.\sigma}{2.R0^{4}.\rho.L}.t\right)^{\frac{1}{4}}$$

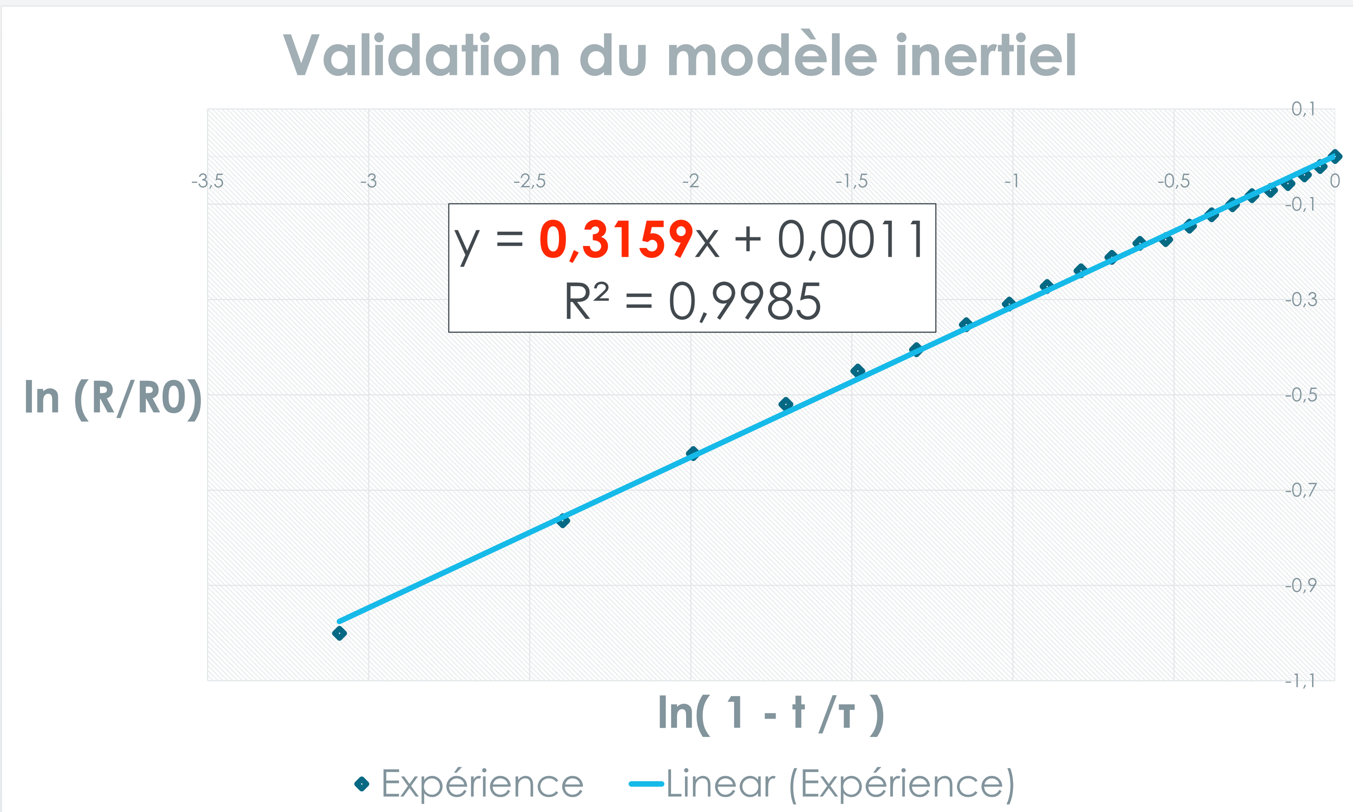
Résultats

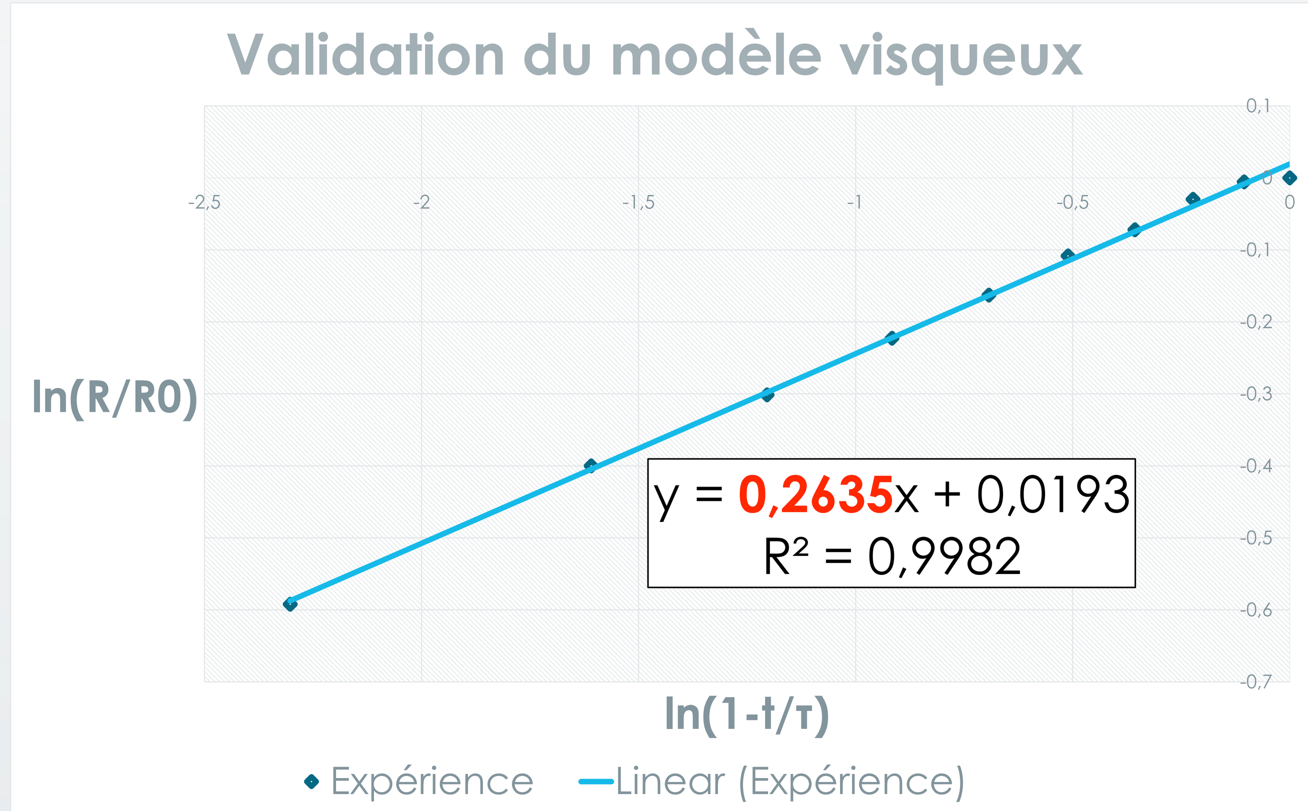
$\tau_{visq} > \tau_{iner}$

loi d'évolution adimensionnée

$$\ln(R^*) = \ln\left(\frac{R(t)}{R0}\right) = \alpha\ln\left(1-\frac{t}{\tau}\right)+k$$







Conclusion

On constate que le modèle inertiel semble être proche du comportement des pailles de grand diamètres tandis que le modèle visqueux correspond à des pailles longues de faible diamètre.

Mesure de la tension de surface

Écoulements multi phasiques: dinamique des gouttes et des bulles

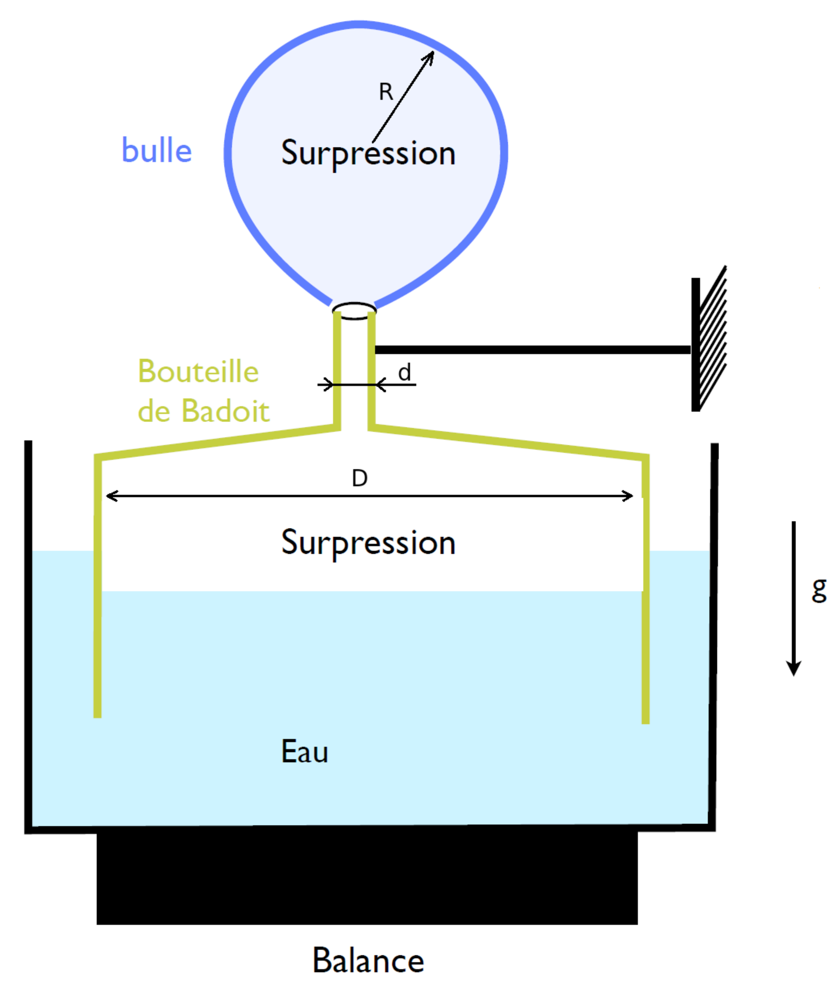
M. Farano [1,2,3], F.P. Contò[1,2,3], M.A. Bucci[1,2,3]

[1]Institut Jean le Rond d'Alembert, UPMC, France
[2]DynFluid, Arts et Metiers ParisTech, France
[3]DMMM, Politecnico di Bari, Italy

Abstract

L'objectif de ce TP a est d'évaluer la valeur de la tension de surface d'une solution d'eau savonneuse dont on ne connait pas la composition en pourcentage, grâce à un protocole expérimental itératif. Afin de valider le protocole utilisé, nous avons comparé les résultats obtenus expérimentalement avec le modèle de la loi théorique qui reproduit le phénomène.

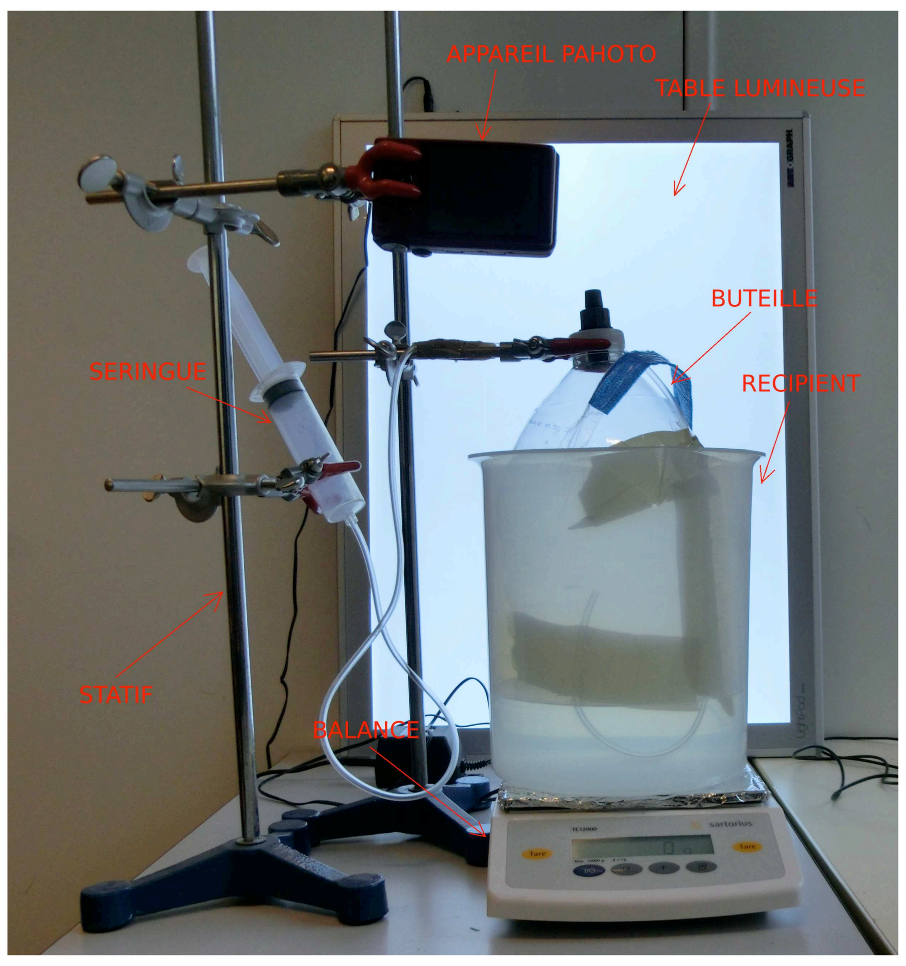
Description de l'expérience et des outils



La surpression dans la bulle fait baisser le niveau d'eau dans la bouteille. La balance enregistre ainsi un surpoids propotionel à la section de cette boutteille. C'est une technique pour magnifier les efforts dûs à la tension de surface pour les mesurer facilement et précisément.

$$\begin{cases} \Delta p = \frac{4\sigma}{R} \\ P = \frac{\Delta p \pi D^2}{4g} \end{cases}$$

$$P = \frac{\pi D^2 \sigma}{gR}$$



En soufflant de l'air à l'intérieur de du récipient on varie le volume de la bulle, donc sa courbure et donc le poids lu par la balance.

Remarque :

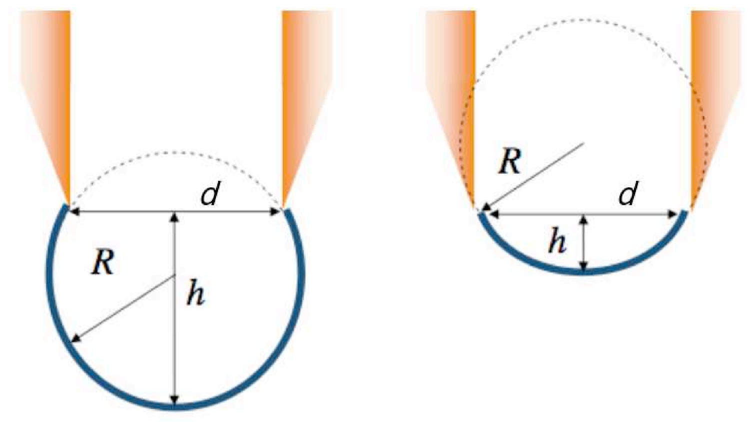
1. si **D** $\nearrow$ range du pois observable $\nearrow$ ($\mathbf{D = 0.147m}$).
2. si **R** $\searrow$ pois observable $\nearrow$.
3. le système *récipient plus balance* doit être bien isolé du système *seringue plus bouteille* pour empêcher que la lecture du poids se révèle être incorrect.
4. suffisante résolution de la balance ($\mathbf{0.001Kg}$)

La valeur de σ

Le plus petit rayon de la bulle, puis la plus grande courbure, c'est lorsque $\mathbf{R = d/2}$.

En faisant une campagne de mesure, nous avons déterminé le poids maximum pour trois valeurs différentes de **d**.

- 0.00235m
- 0.005m
- 0.00085m



En connaissant le poids par rapport à la bulle, on peut dérivée $\boldsymbol{\sigma}$. On à fait cinq mesures pour chaque rayon.

$$P \propto \frac{1}{R} \quad \Rightarrow \quad P = \frac{K}{R} \quad \Rightarrow \quad \log(P) = \log(K) - \log(R)$$

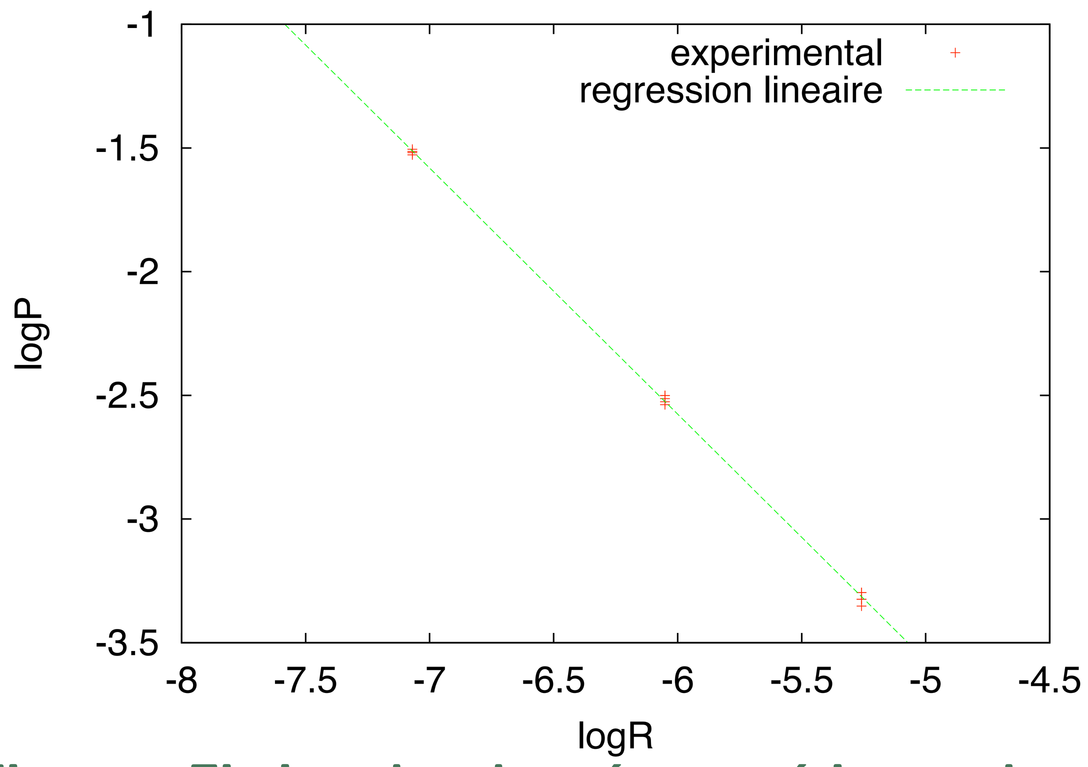


Figure : Fitting des données expérimentales

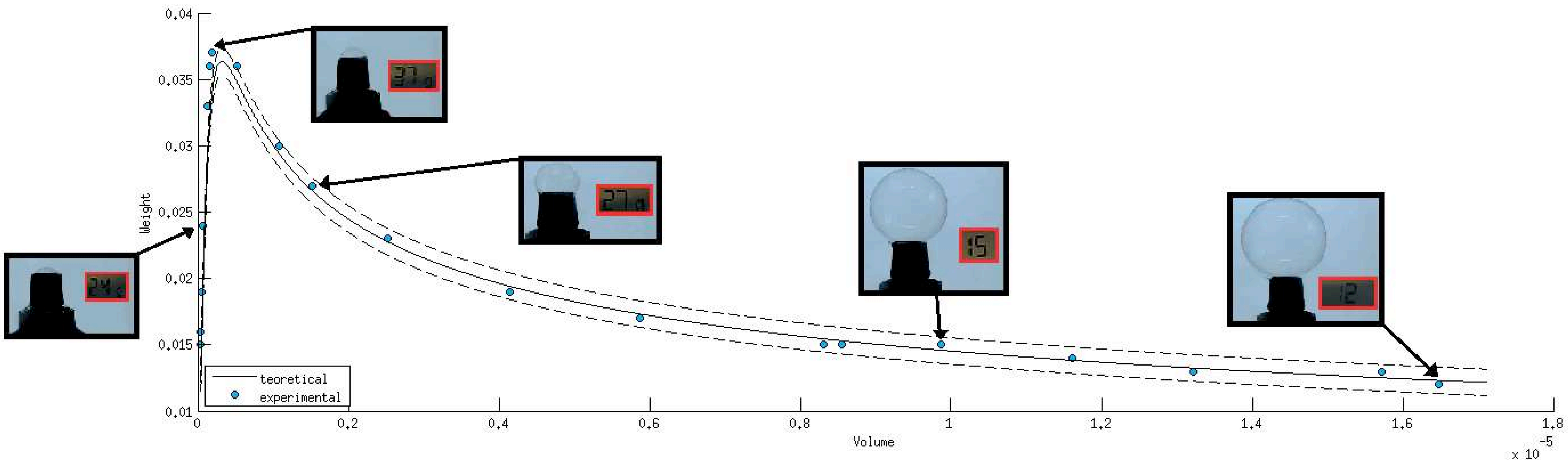
La loi théorique qui lie le poids au rayon de la bulle est alors une ligne droite dans un système logarithmique avec une pente égale à $\mathbf{-1}$

$$K = \frac{\sigma \pi D^2}{g}$$

$$\log(P) = -0.9948\log(R) - 8.5450$$

De la loi expérimentale, on obtient la valeur de $\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{28.65mmJ/m^2}$

Validation du protocole : courbe théorique et points expérimentaux



Description des résultats

Avec un diamètre fixe ($\mathbf{d = 0.01m}$), on à soufflé de l'air dans la bouteille en faisant varier la taille de la bulle et on à capturé 20 instants différents et les poids correspondants. A partir des instantanés, on a mesuré la taille des bulles, ainsi le volume.

$$\begin{cases} V = \pi\left(R + \sqrt{R^2 - (d/2)^2}\right)^2 \left(R - \frac{R + \sqrt{R^2-(d/2)^2}}{3}\right) & h \geq \frac{d}{2} \\ V = \pi\left(R - \sqrt{R^2 - (d/2)^2}\right)^2 \left(R - \frac{R - \sqrt{R^2-(d/2)^2}}{3}\right) & h < \frac{d}{2} \end{cases}$$

On a reporté sur le même graphique l'évolution du poids théorique et expérimentale en fonction du volume de la bulle.

Conclusions

Les résultats expérimentaux sont en bon accord qualitativement et quantitativement avec la loi théorique.

On a ajouté une bande de dispersion qui tient compte de la précision de la balance ($\mathbf{1g}$). Comme on peut le voir, les résultats expérimentaux se situent dans cette gamme.

En ce qui concerne les données expérimentales recueillies pour les petits volumes, il y a un écart plus important par rapport à l'évolution théorique, qui peut être justifié par le fait que, dans les premiers instants de remplissage de la bulle, l'inertie joue un rôle qui est difficile à quantifier.

Poster M. Farano, F. P. Contó, M. A. Bucci m.farano@libero.it , fp.conto@hotmail.it , bucci.malessandro@gmail.com

UPMC – Dynamique des Bulles et des Gouttes
J. Hoepffner

Instabilité de Rayleigh-Plateau

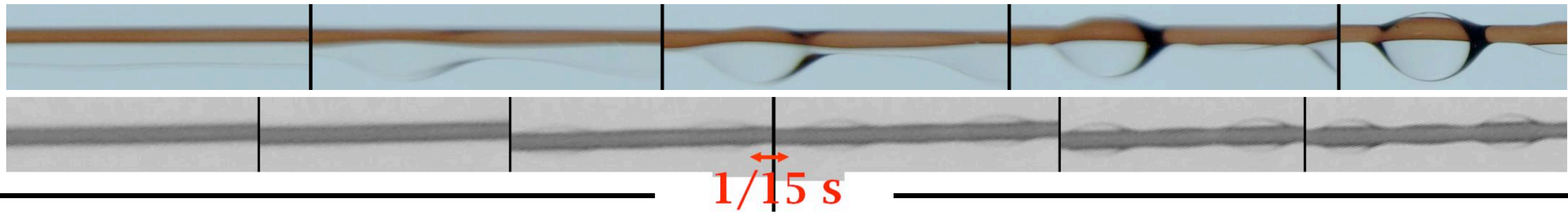
Benedetti, Briard, Doppelt, Simon
Février 2014

Origine du phénomène physique : pour un volume donné, la géométrie sphérique minimise l'énergie de surface.

Observations

Exp 1

Exp 2

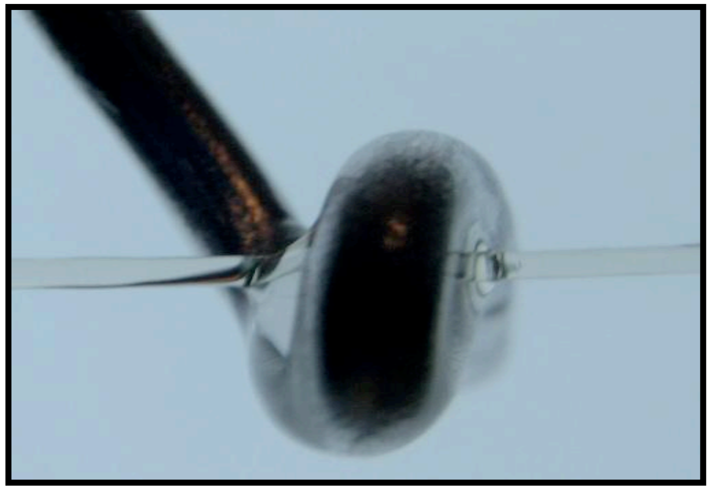


Contexte : nombre de Bond :

$$B_o = \frac{\text{gravité}}{\text{capillarité}} = 0{,}011 \ll 1$$

gravité négligeable.

Expérience 1 : Dépôt d'huile sur un fil de rayon fin à l'aide d'une baguette.



Problèmes

-Répartition non homogène du fluide sur le fil

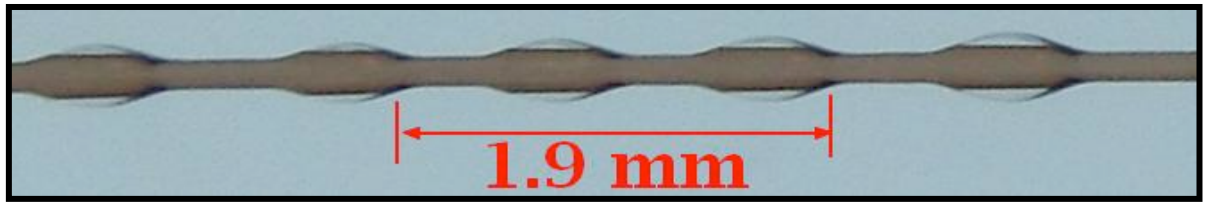
-Vitesse variable à chaque manipulation

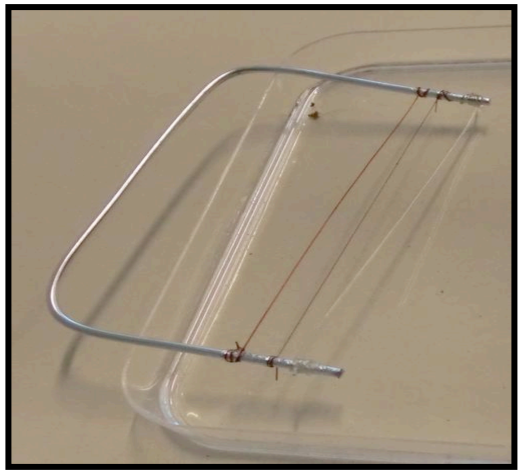
Constat

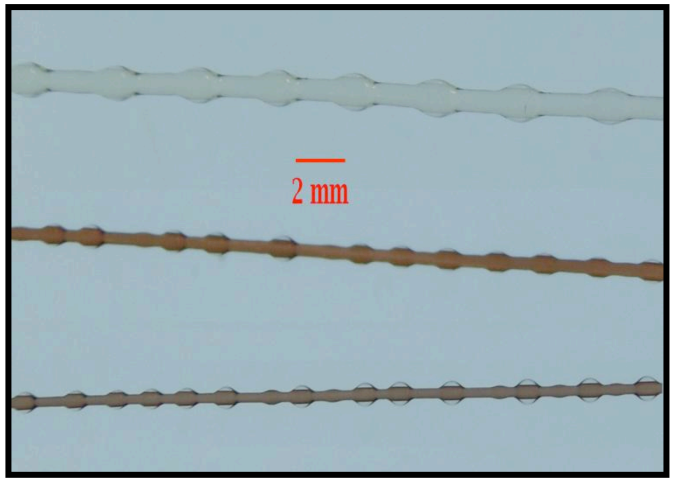
Vitesse ↗ épaisseur ↗

Vitesse ↗ effet gravité ↗

Expérience 2 : On trempe le fil dans un bain d'huile.

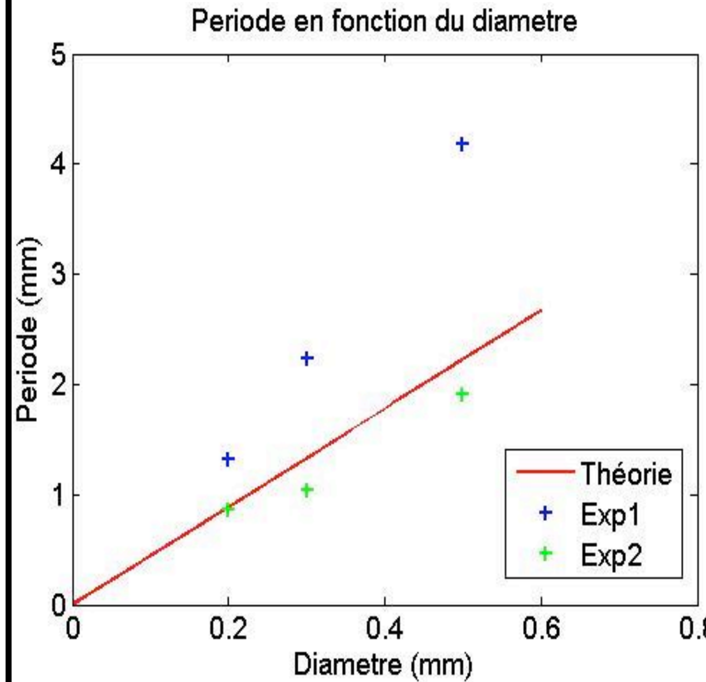


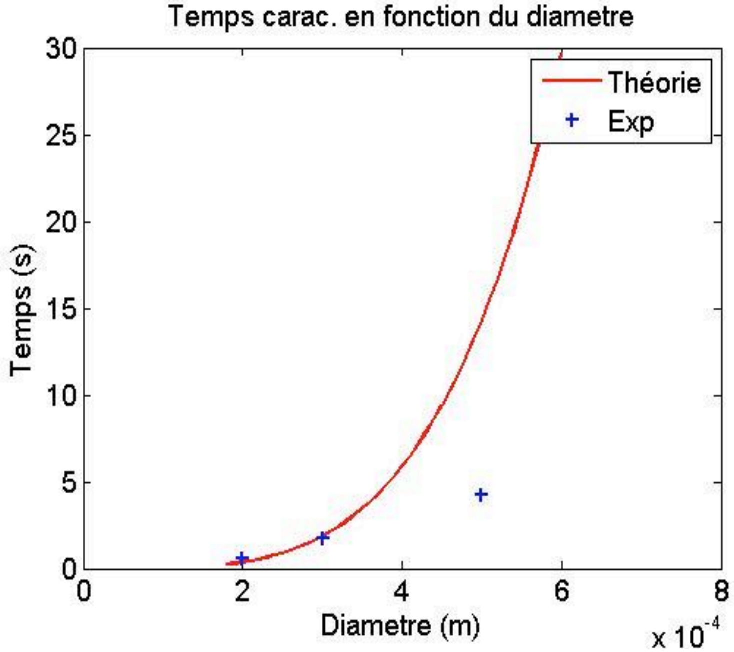




Problème : Vitesse non contrôlée

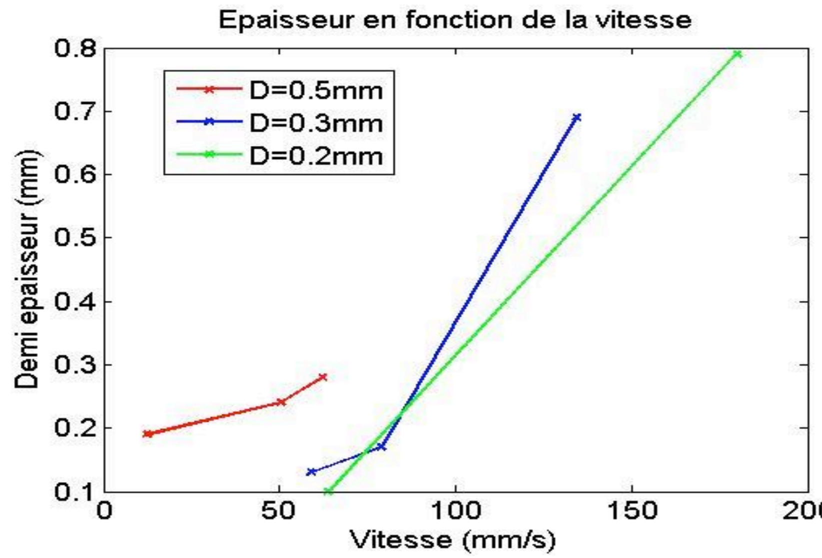
Comparaison à la théorie : Critère d'instabilité $\frac{2\pi}{\lambda} R_0 < 1$ (Quéré D. & al 2005)





Période λ du mode le plus instable :

$$\lambda = 2\pi\sqrt{2}R_0$$



Temps τ de formation des gouttes:

$$\tau = \frac{12\eta R_0^4}{\gamma e_0^3}$$

Avec $\frac{\eta}{\gamma} = 2.44\ s.m^{-1}$; $e_0 \sim 20\ \mu m$

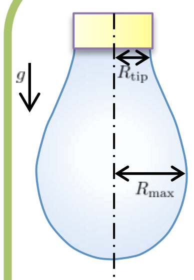
(Biocarburant & Tech de l'Ing. 1985, JF Molle)

Incertitude sur le temps τ mesuré.
(quand la goutte est-elle formée?)

Wajjanathon Tantitarntong
Mathieu Travers
Sacha Ghebali

Détachement d'une goutte

Volume/Poids d'une goutte

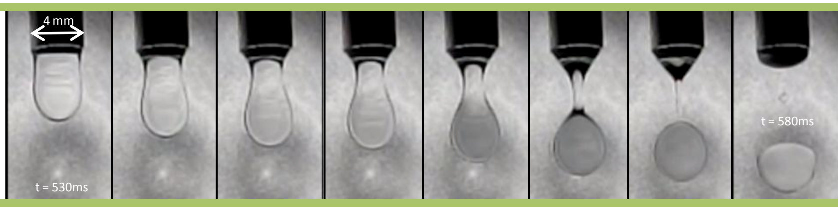


- La forme résulte d'un équilibre entre capillarité et gravité.
- Le volume maximum d'une goutte pendante est donnée par le formule: $\underbrace{V_{goutte}\,\rho g}_{\text{poids de la goutte}} = 2\pi\sigma R_{tip}\, c$

  c : facteur correctif lié au rapport $R/V^{1/3}$ et au fait que seule une fraction de la goutte idéale ne se détache.
  σ : tension de surface
- Poids d'une goutte idéale: toute la goutte se détache

$$P_{id.} = 2\pi\sigma R_{tip}$$

Réf. : Fermigier ENSPCI 2007

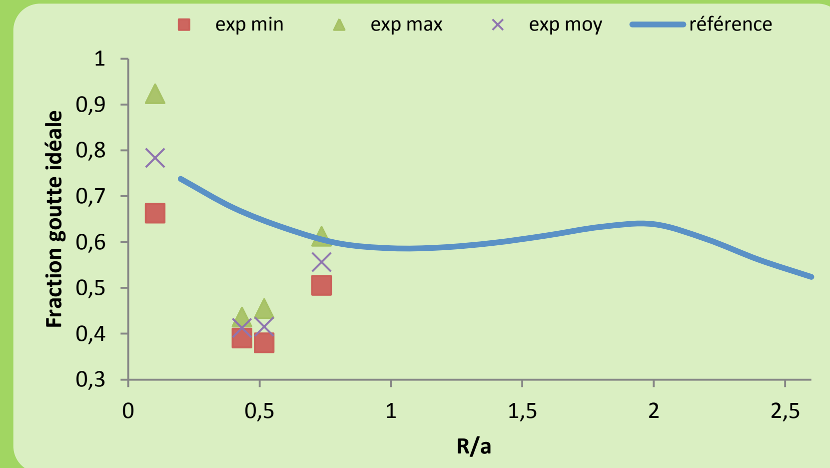


Montage expérimental

- Filmer en super-macro, mise au point manuel, 1000 images/s
- Eclairage supplémentaire pour augmenter la vitesse d'obturation
- Diamètre extérieur du tube: 0,56 – 4,02 mm
- Liquides : eau et huile
- Ajout d'un fond dégradé + réduction de la lumière ambiante pour mieux observer le contour

Résultats expérimentaux

Mesure du volume de la goutte tombante à l'aide d'ImageJ



a : longueur capillaire
R : rayon du tube (Rtip)
f : fraction goutte idéale

$$f\left(\frac{R}{a}\right) = \frac{V_{goutte}}{V_{goutte\ idéale}} \qquad a = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}}$$

Les points expérimentaux sont en général **en dessous** de notre courbe de référence.

Interprétation : sous-estimation du volume

$$V_{goutte\ idéale} = \frac{P_{id.}}{\rho g}$$

Explication :

- Détachement de la goutte trop rapide
  - Perturbations extérieures (vibrations,…), état **non quasi-statique**

Calcul du volume d'une goutte

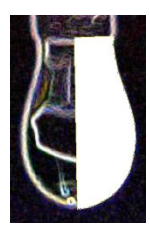
Méthode 1

Goutte **tombante** supposée **sphérique**

- Mesure du diamètre du tube sur un cliché antérieur (mesure de référence)
- Mesure des diamètres min et max
- Inconvénient : état dynamique

$$\mathcal{V}_{max} = \frac{4}{3}\pi\left(\frac{D_{max}}{2}\right)^3 \qquad \mathcal{V}_{min} = \frac{4}{3}\pi\left(\frac{D_{min}}{2}\right)^3$$

Méthode 2

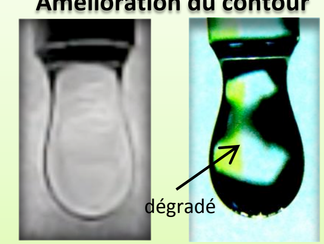


Goutte **quelconque**

- **Hypothèse :** axisymétrie
- Centre de gravité de la surface S à une distance r de l'axe
- Mesure de référence : diamètre du tube
- Inconvénient : goutte non détachée

$$\mathcal{V} = 2\pi r \mathcal{S}$$

Amélioration du contour



Images post-traitées à l'aide de Photoshop™

TP: La caténoïde de savon

Source : PG De Gènes, Gouttes, bulles, perles et ondes, Belin [1]

Nguyen Huyen , Bengana Yacine, Montigny Laurent
Ecoulement multiphasiques - UPMC - 2014

Introduction

On s'intéresse à la forme que prend un film de savon tendu entre deux arceaux. En faisant varier le rapport d'aspect, on compare l'évolution du rayon de courbure avec le modèle théorique.

Vue d'ensemble

Création du film de savon et prise de mesures, avec des arceaux métalliques, une règle, un l'appareil photo et on les exploites avec le logiciel *ImageJ*.

Paramètres pertinents

Rc : rayon arceau — d : rapport d'aspect ($d = L/Rc$)
Rm : rayon gorge — ΔP=Différence de pression
C : curvature — R1, R2 : rayons de curvature
L : distance entre les anneaux
Lc : distance à la rupture

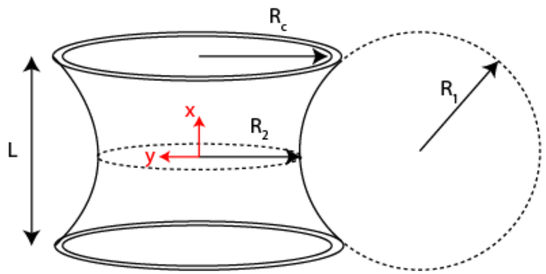
Modèle théorique

$\Delta P = C\gamma$ (loi de Laplace) avec $\Delta P = 0$ (Pint=Pext=Pa)

$$\Leftrightarrow \; C = R_1^{-1} + R_2^{-1} = 0$$

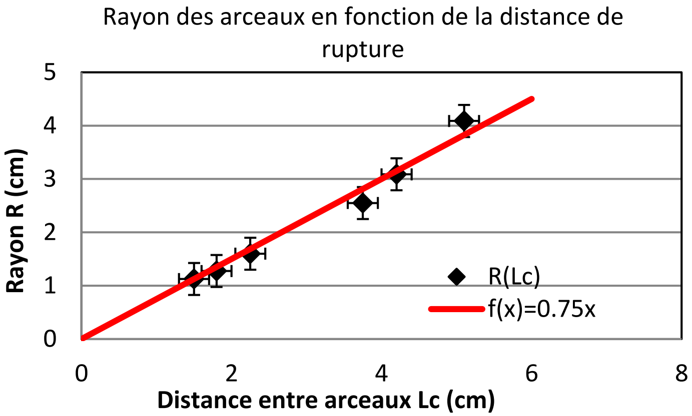
Evolution du rayon :

$$r(x) = R_m \cosh(x/R_m)$$



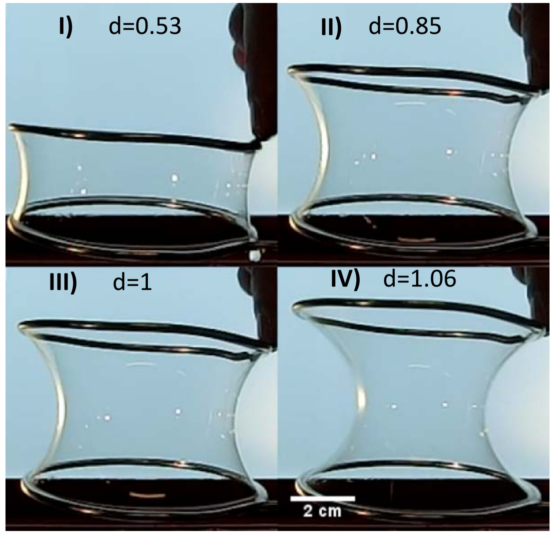
Théorie et expérience

On relève la distance de rupture (Lc) pour plusieurs arceaux différent (Rc). On observe une évolution linéaire, avec une pente proche de celle de PG De Gènes [1].



Visualisation expérimental

Forme de la caténoïde en fonction du rapport d'aspect .



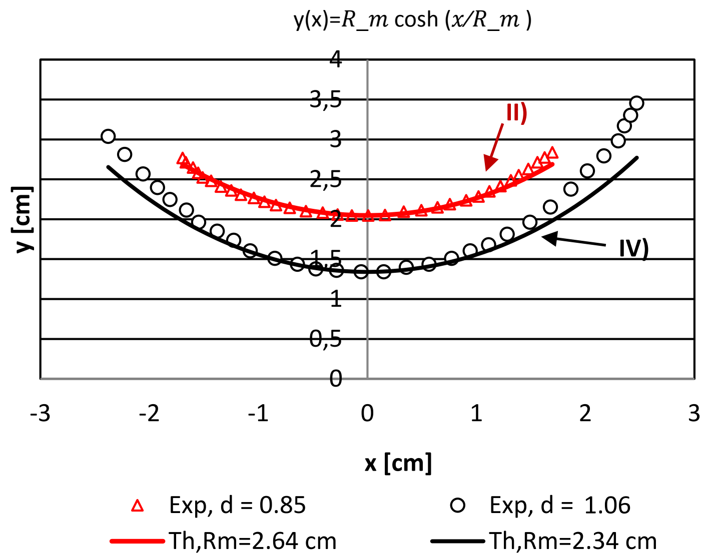
Evolution de la courbure

Superposition des courbures théoriques et expérimentales pour deux rapports d'aspects.

Proche de la rupture, on s'écarte de la théorie.

Ecart sur les bords (courbe IV)
→ Photo désaxée

d ↗, Ecart (Exp/The) ↗



Rupture du film

Dynamics of transient cavities

Écoulements multi phasiques: dinamique des gouttes et des bulles

M. Farano [1,2,3], F.P. Contò[1,2,3], M.A. Bucci[1,2,3]

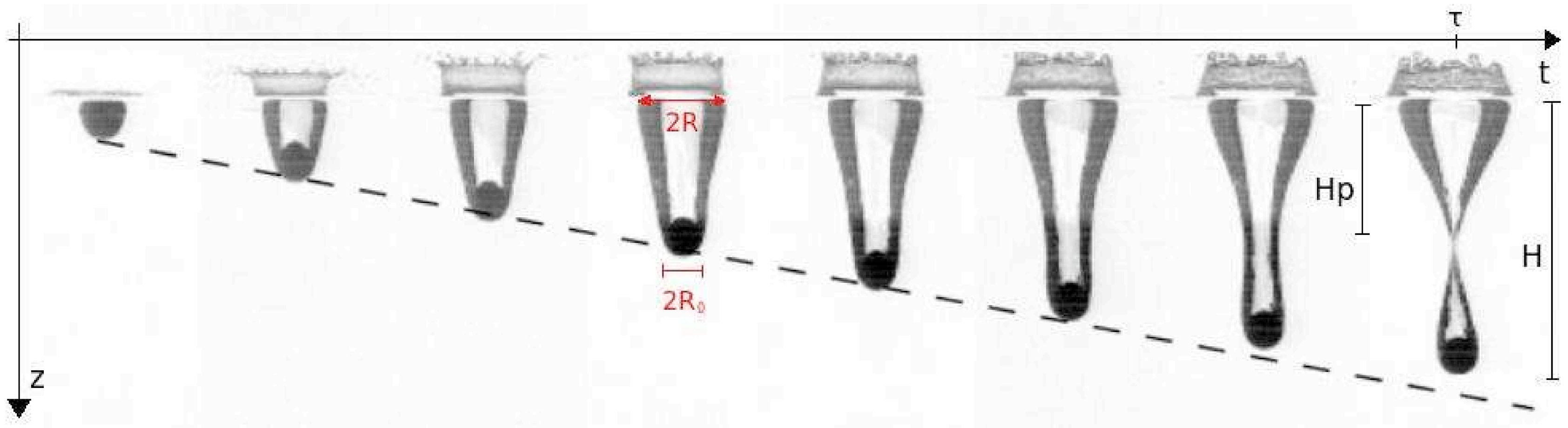
[1]Institut Jean le Rond d'Alembert, UPMC, France
[2]DynFluid, Arts et Metiers ParisTech, France
[3]DMMM, Politecnico di Bari, Italy

Abstract

We study the collapse of a transient cavity of air in water created by the impact of a solid body. Experimentally, we characterize the dynamics of the cavity from its creation ($t = 0$) *until it collapses* ($t = \tau$) *in the limit where inertia dominates viscous and capillary effects. The goal is to develop and validate a simple mathematical model that can describe the phenomenon observed experimentally.*

Description of the phenomenon

Dynamic and evolution of a cavity after a solid sphere impact on a fluid surface.



Physical parameters of influence:

- Impact speed $\mathbf{U}$
- Sphere radius $\mathbf{R_0}$
- Kinematic viscosity of fluid ν
- Density of fluid ρ
- Gravity $\mathbf{g}$
- Surface tension liquid/gas σ

$$\mathrm{Re} = \frac{UR_0}{\nu} \quad \textit{Reynolds}$$

$$\mathrm{We} = \frac{\rho U^2 R_0}{\sigma} \quad \textit{Weber}$$

$$\mathrm{Fr} = \frac{U^2}{gR_0} \quad \textit{Froude}$$

Dependence on the parameters

Observations:

- if $\mathbf{U} \nearrow \Longrightarrow \mathbf{H} \nearrow$
- $\mathrm{U} \approx$ cost until pinch
- if $\mathbf{U} \nearrow \Longrightarrow \tau \approx$ **cost**
- if $\mathbf{U} \nearrow \Longrightarrow \mathbf{R} \nearrow$
- $\mathbf{R_0} \nearrow \Longrightarrow \tau \nearrow$
- $\mathbf{R_0} \nearrow \Longrightarrow \mathbf{H/R_0} \searrow$

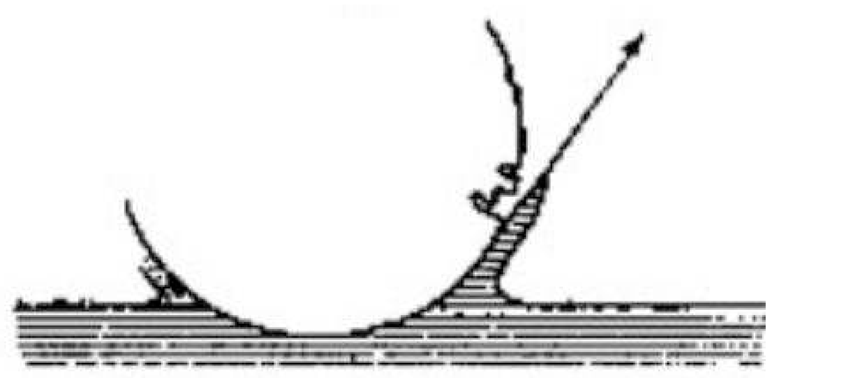


Figure: escape velocity of the fluid at the impact

- the **roughness** varies the **direction** and **intensity** of the escape velocity of the fluid
- the **hydrophobicity** accentuates the phenomenon at small values of $\mathbf{U}$
- for high values of $\mathbf{U}$, **hydrophobicity** is **no** more a discriminant

Model

Regimes of model validity:

$$\mathrm{Re} = O(10^3 \div 10^4) \qquad \mathrm{Fr} < \rho/\rho_{air} \approx 800$$
$$\mathrm{We} = O(10^2 \div 10^3) \qquad R_0/l_c \gg 1$$

Following the approach used to solve the *Besant-Rayleigh*, starting from the Euler equation and making the assumption of potential flow ($\nabla\Phi = \mathbf{u}, \Delta\Phi = 0$), we obtain the following equation:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = -gz$$

Approximate analytical solution for the time evolution of the shape

Hp:
- $\dot{R} \sim 0$
- The velocity is constant during the creation of the cavity.

$$\ddot{R}^2 \approx -2gz \quad \xrightarrow[\text{integrating}]{} \quad R^2 = R_0^2 + 2\sqrt{\alpha}R_0Ut - gzt^2$$

$$R^2 = R_0^2 + 2\sqrt{\alpha}R_0U\left(\frac{H-z}{U}\right) - gz\left(\frac{H-z}{U}\right)^2$$

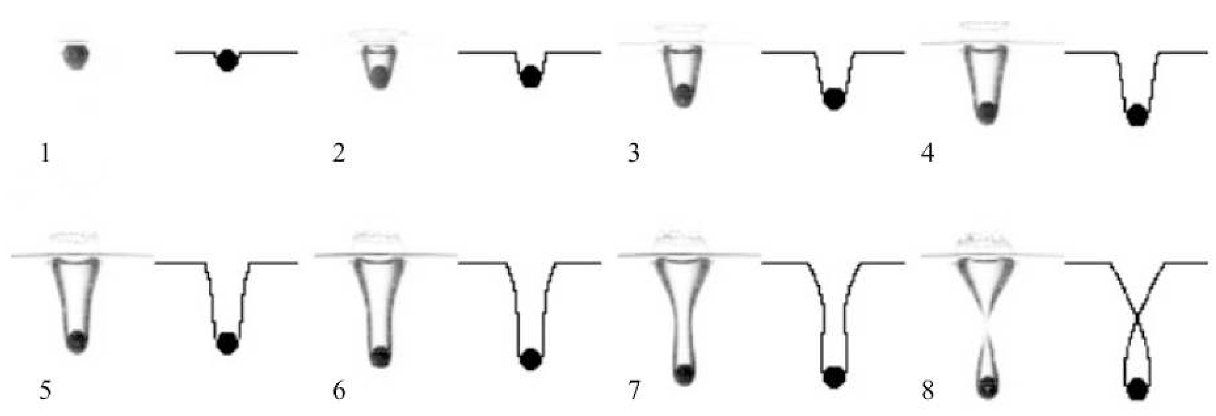


Figure: Comparison between the cavity observed experimentally with a solid sphere ($R_0 = 11.5$mm, $\mathrm{Fr} = 52$) and the analytical solution.

Validation of the model

The following results are obtained assuming a percentage reduction of the fluid escape velocity at the impact of about 68 ($\alpha = 0,1$ for a spherical shape).

Analytical results	Experimental results
$\frac{H}{R_0} = 1,6\sqrt{\mathrm{Fr}}$	$\frac{H}{R_0} \approx 2.297\sqrt{\mathrm{Fr}}$
$\frac{R}{R_0} = 1.003\mathrm{Fr}^{\frac{1}{4}}$	$\frac{R}{R_0} \approx \mathrm{Fr}^{\frac{1}{4}}$
$\frac{H_p}{H} = 0.5$	$\frac{H_p}{H} \approx 0.45$
$\tau = 1.6\sqrt{\frac{R_0}{g}}$	$\tau \approx 2.06\sqrt{\frac{R_0}{g}}$

Table :comparison between the fitting of the experimental results with the analytical solution of the approximate model

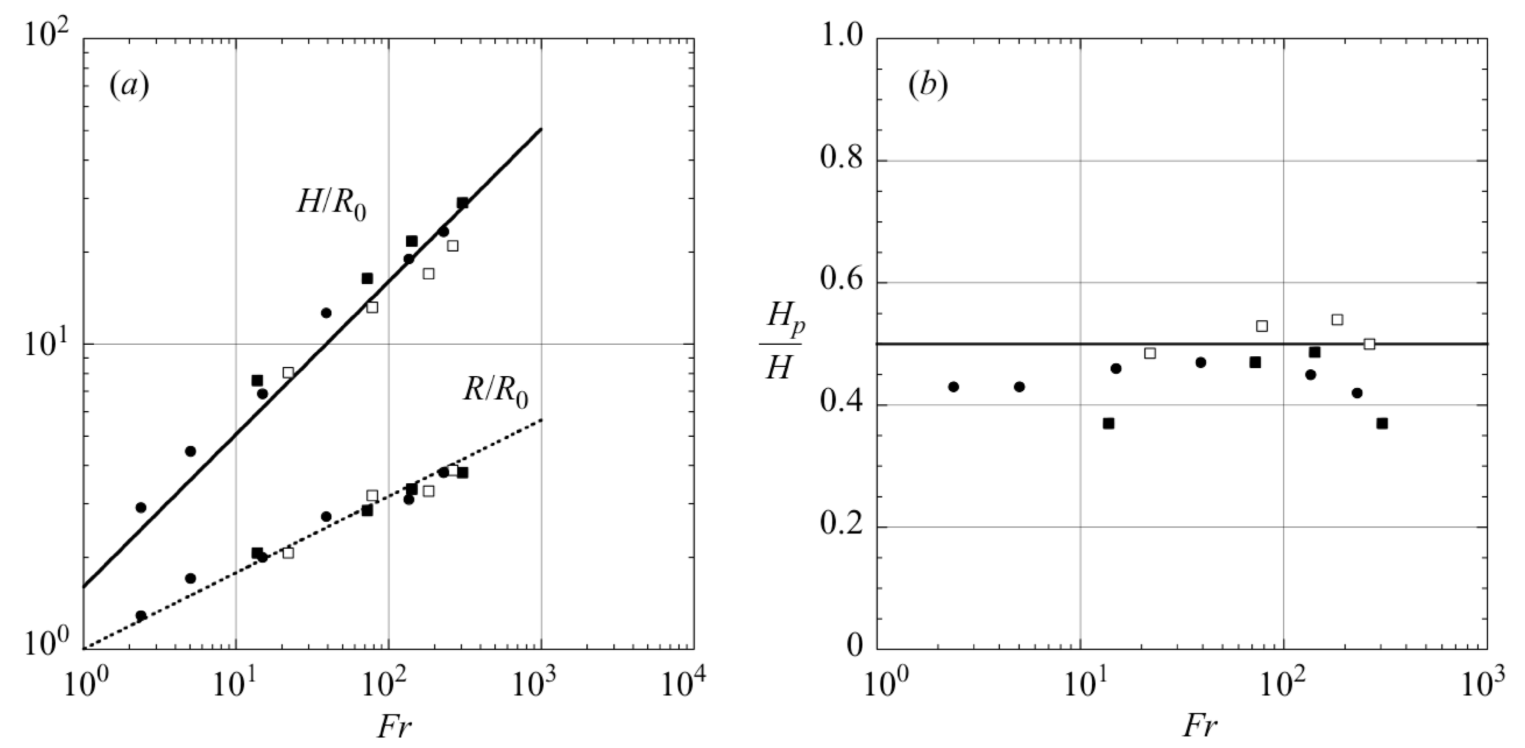


Figure: Characteristics of the cavities created by sphere: (a) Evolution of the reduced depth H/R_0 and reduced crater size R/R_0 as function of the Froude number for different sphere size: ■, $R_0 = 6$mm; □, $R_0 = 7.8$mm; •, $R_0 = 12$mm. The solid and the dashed lines are the analytical laws. (b) Evolution of the reduced neck location H_p/H as a function of the Froude number for different sphere sizes as in (a). The solid line is the analytical law $H_p/H = 1/2$.

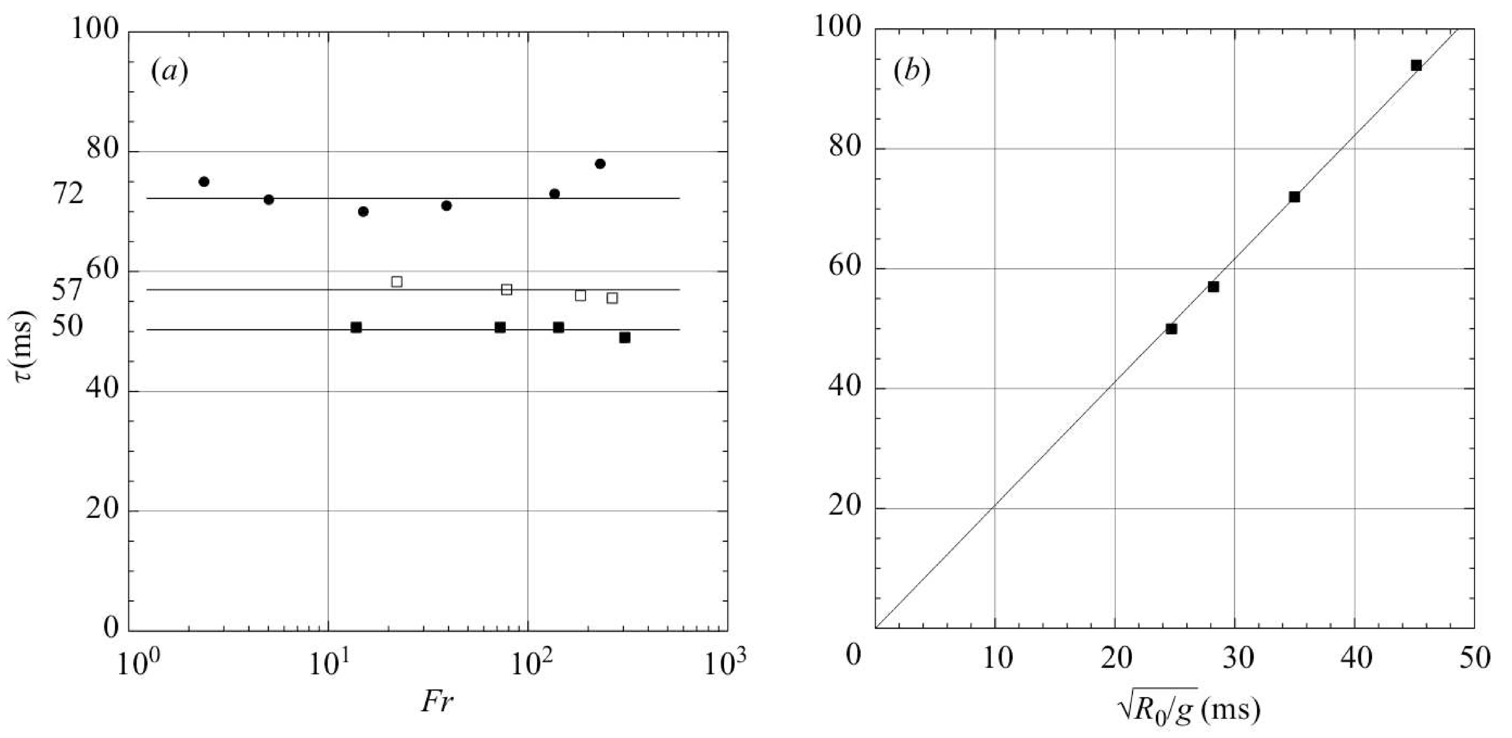


Figure: Characteristics of the cavities created by spheres: (a) Evolution of the time at pinching τ (ms) as a function of the Froude number for different sphere size:■, $R_0 = 6$mm; □, $R_0 = 7.8$mm; •, $R_0 = 12$mm. (b) Evolution of the time at pinching τ (ms) as a function of the time $\sqrt{R_0/g}$. The solid line is the best experimental fitting.

Applications

Sudden evaporation of the working fluid due to of a lowering of pressure in the presence of rotating parts that causes mechanical damage (breakage, collapse)

- **Turbomachinery**
- **Marine propulsion**
- **Biomedical**

Figure: Cavitation damage evident on the propeller. Concentrated damage on the outer edge of the propeller where the speed of the blade is high.

References

1. V.Duclaux, F. Caillé , C. Duez, C.Ybert, L. Bocquet and C. Clanet. *Dynamics of transient cavities* J. Fluid Mech (2007), vol. 591, pp. 1-19

Nguyen Thu Huyen
Wajjanathon Tantitarntong

GOUTTES GELEES

Référence:
Jacco H. Snoeijer and Philippe Brunet. Pointy ice-drops: How water freezes into a singular shape. *American Journal of Physics*, 80, sept 2012.

Phénomène

Formation des singularités

•Une des phénomènes la plus intéressant dans la mécanique des fluides.
•Les singularités sont formées grâce aux flux qui se concentrent à un endroit spécifique et/ou à un moment donné.

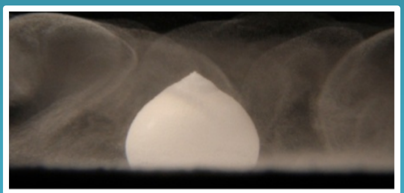


Figure 1: Photo expérimentale typique d'une goutte gelée.

•Cette phénomène consiste généralement d'une formation d'une extrémité pointue.
•Normalement, la tension surface n'aime pas des pointes aiguës et elle oppose donc cette formation.
•Une goutte gelée est une des exemples qui explique simplement cette formation.
•Une goutte gelée est facile à générer et observer. Un modèle mathématique explique sa forme.

Formation d'une goutte gelées

•Une goutte est placé sur une plaque froide.
•Le refroidissement commence de la base au sommet.
•Juste avant le point est refroidi, la forme est changée de ronde à pointu qui ressemble d'un oignon.
•On trouve cette phénomène dans la nature : des gouttes gelées pendant des vos d'avion.

Expérience

➢Température: 200 – 250K
➢Drop volume: 10 – 20 µl
➢Temps: 10 – 30 secondes
➢La taille de la goutte est presque sphérique avec ce volume ce qui veut dire que la gravité est négligée.

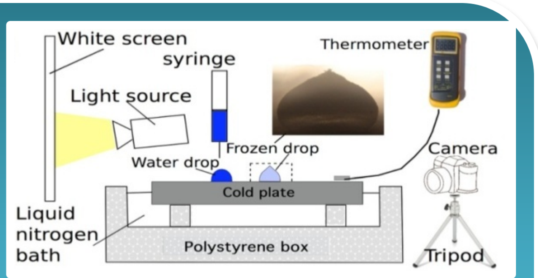


Figure 2: Représentation schématique du dispositif expérimental

Nombre de Bond: $B_O = \dfrac{\rho g R^2}{\gamma}$

>>> entre 0,25 et 0,4 pour confirmer que la gravité est négligée

Modèle Mathématique

➢ Paramètres du problème: R(z), V(z), θ(z).
➢ Système d'équations:

$$\begin{cases} \dfrac{d\theta}{dz} = -\dfrac{1}{R}\left[\nu - (1-\nu)(2\cos\theta + \cos^2\theta)\right] \\ \dfrac{dR}{dz} = -\dfrac{1}{\tan\theta} \\ \dfrac{dV}{dz} = -\nu\pi R^2 \end{cases}$$

Où le taux de densité $\nu = \rho_s / \rho_l$

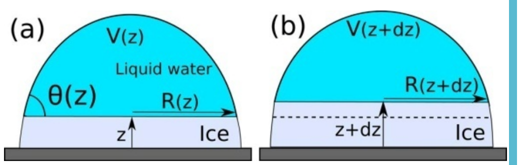


Figure 3: Modèle géométrique de la solidification d'une goutte d'eau. (a) L'interface eau / glace est supposée être parfaitement horizontal, et la forme du liquide non-gelée est supposée être une calotte sphérique. La géométrie est entièrement déterminée par le rayon de base du liquide, R, du volume d'eau, V, et l'angle de contact θ. (b) Nous supposons que le bord de la solidification se propage le long de l'angle de contact h, ce qui nous permet de calculer la forme d'une goutte gelée, caractérisée par R (z).

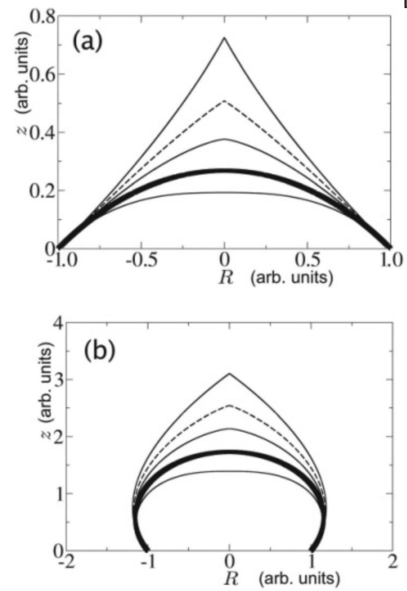


Figure 4: Solution numérique du modèle de gouttes gelées. (a) la surface hydrophile avec l'angle de contact initial θ=30°. (b) la surface hydrophobe avec l'angle de contact initial θ=133.5°. Les courbes correspondent à des taux de densité ν= 0.65, 0.75, 0.85, 1, 1.2 (de haut en bas), avec un rayon initial R_0= 1.

Analyse de la singularité

a) Gouttes pointues $\nu < \nu_c$

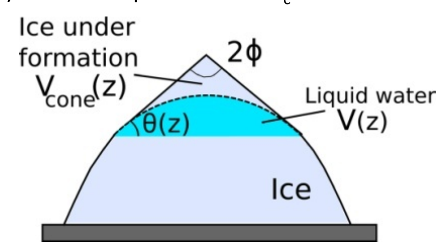


Figure 5: Interprétation physique de la formation des cônes. Pour créer une pointe conique, la masse du liquide stocké dans la calotte sphérique dégelé doit être transformé en masse de cônes gelées.

b) Gouttes rondes $\nu > \nu_c$

c) Goutte critique ν = 3/4

Dynamique des Bulles et des Gouttes, J. Hoepffner (UPMC)

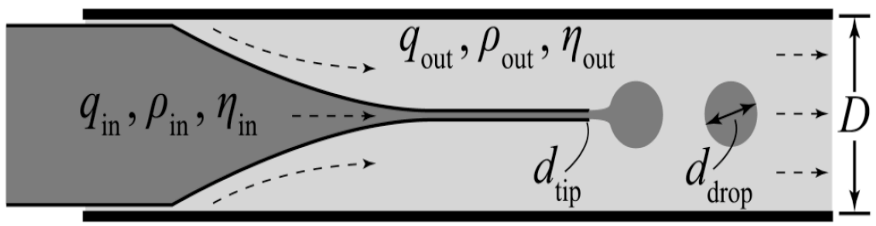
Dripping to Jetting Transitions in Coflowing Liquid Streams (2007)

Benedetti, Briard, Février 2014

Transition jet / gouttes mal connue pour un écoulement avec deux fluides : intérêts en microfluidique. Transition variable en fonction de ν

Dispositif expérimental :

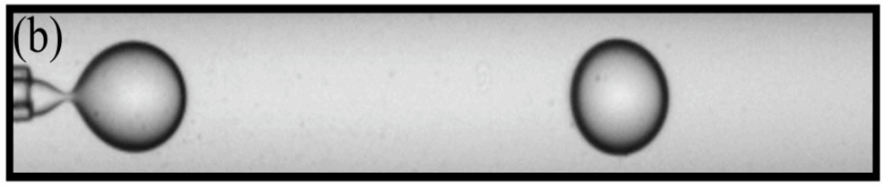
- Deux tubes capillaires coaxiaux (intérieur 20 µm cylindrique, extérieur 1mm carré) gravité négligeable ($\ll l_c$)+ hypothèse d'axisymétrie pour la modélisation



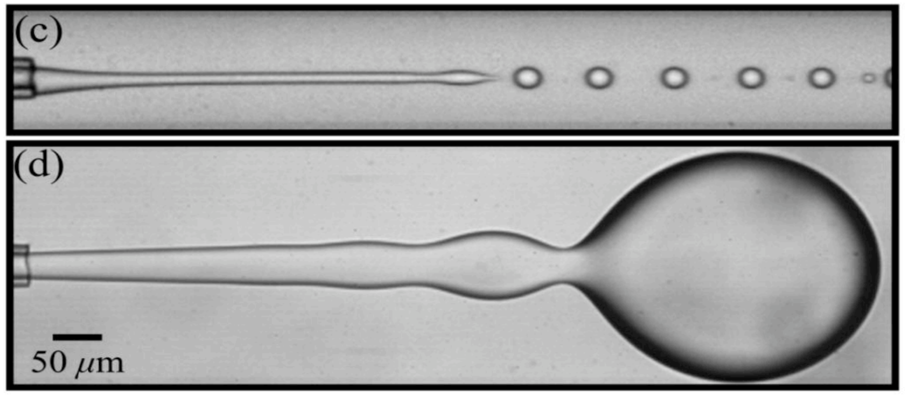
$\eta_{in}/\eta_{out} \in [0.01;10]$

γ(PDMS/eau)$= 4$ mN/m

Ecoulement faible : goutte à l'orifice



Ecoulement fort : jet puis gouttes. Deux dynamiques . Dans les deux cas, la tension superficielle est responsable de la formation de la goutte quand elle dépasse les forces visqueuses et/ou d'advection.

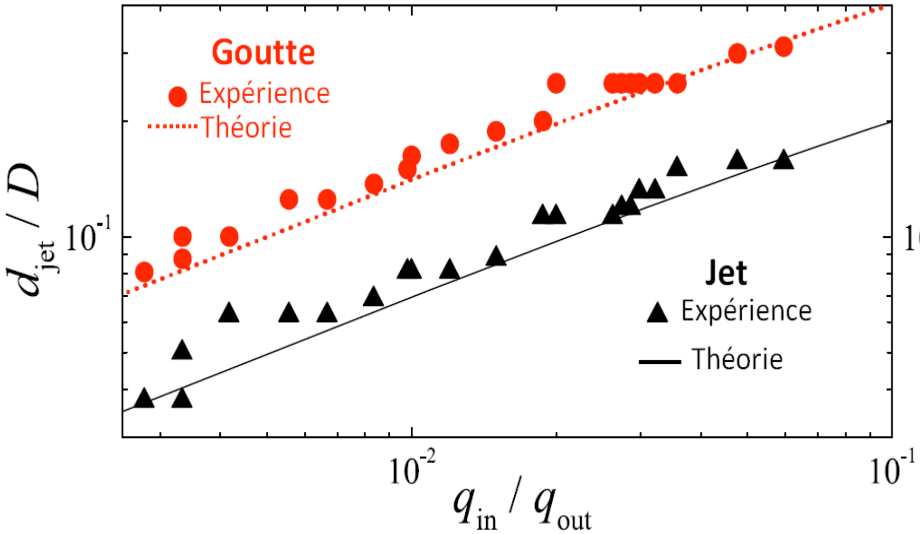


Aspect théorique :

- Bulle dépend de : géométrie, ν, ρ, γ, $< v >$, chimie.
- Trois phases dans la formation d'une goutte : advection (lent) + Décrochage + rétraction (due à γ)

Modélisation

- Equation de Stokes $\eta \Delta u = \nabla p$
- Mode instable de l'instabilité RP : Longueur d'onde λ et $V = \pi d_{jet}^2 \lambda/4$



- **Débit extérieur fort** $q_{out} \gg q_{in}$ et d_{jet} ↘. Instabilité de Rayleigh-Plateau : ondulations + effet de ν_{out}(cisaillement) → formation goutte.
- **Débit intérieur fort** $q_{out} \gg q_{in}$ et d_{jet} ↗. Cisaillement élevé qui fait grossir le jet. q_{in} n'affecte pas la forme de la goutte mais la distance critique. La tension de surface est responsable de la rétraction + répétition

Caractérisation de la transition

- Nombre capillaire $C_{out} = \eta_{out} u_{out}/\gamma$
- Nombre de Weber $W_{in} = \rho_{in} d_{tip} u_{in}^2/\gamma$

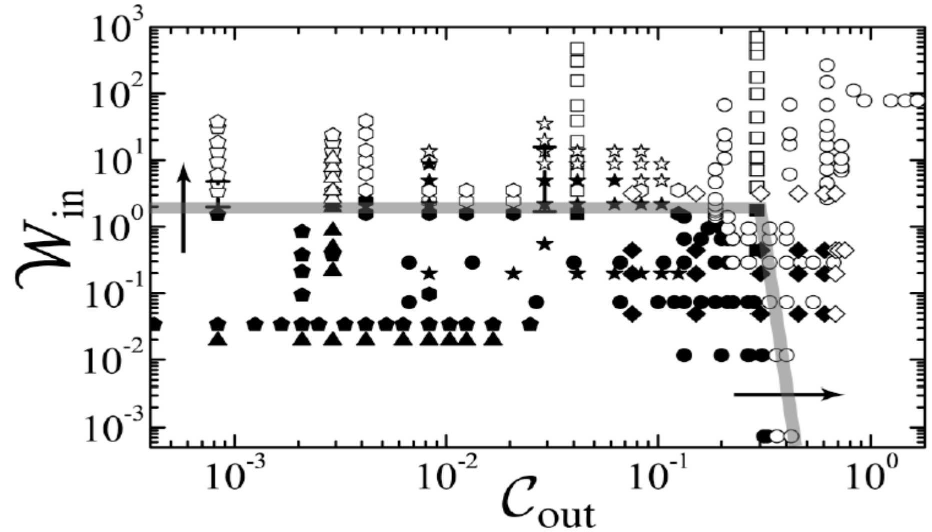


Diagramme d'état ($R_{ey} \sim 100$):

- Plein : gouttes
- Clair : jets

Equilibre entre trois forces qui pilote le régime d'écoulement : cisaillement visqueux, inertie, et tension superficielle

$C_{out} \ll 1$: formation de gouttes à cause de la tension superficielle

$C_{out} \gg 1$: cisaillement important → apparition du jet qui se rétrécit

$W_{in} \ll 1$: formation de gouttes à cause de la tension superficielle

$W_{in} \gg 1$: inertie importante responsable du grossissement du jet.

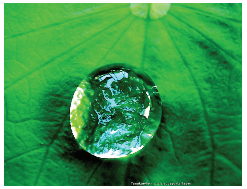
Etats superhydrophobes

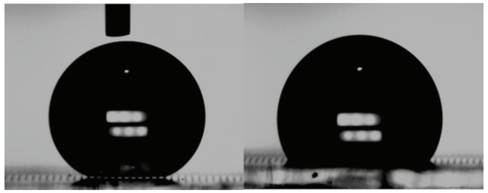
Sacha Ghebali - Laurent Montigny
Écoulements multiphasiques - UPMC - 2014

Introduction

L'état superhydrophobe est observable dans la nature chez certaines plantes. Ce type de surface présente des caractéristiques très intéressantes (coques de bateaux, surfaces auto-nettoyantes,...) avec pléthore d'applications industrielles.

Intérêt : Amelioration de l'anti-adhésion des surfaces





Paramètres

θ	Angle de contact (Young)	a	Longueur capillaire
θ^*	Angle de contact apparent	r	Coefficient de rugosité
θ_c	Angle critique de contact	ϕ_s	Fraction de surface solide en contact avec la goutte

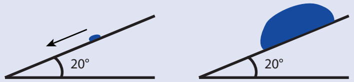
$$\boxed{a = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}}$$

R < a
Effet capillaire > Effet gravitaire

Etat Cassie et Wenzel : min global d'energie
Etat Cassie metastable : min local d'energie

Expérience (adhésion) :
Volume collant à la paroi - Précision 1 μL

V ~ 1 μL V ~ 200 μL

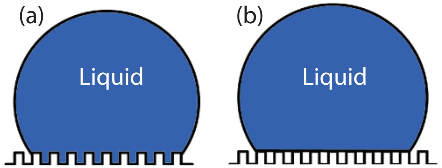


Cassie regime Wenzel regime

Les modèles

Modififcation des propriétés adhesives selon le modèle.

Observations :
- Cassie --> Independant de la rugosité, anti-adéhsion
- Wenzel --> Adhésion au substrat
- Transition entre les deux modèles à θ_c
- Coexsitance des deux états pour $\theta < \theta_c$



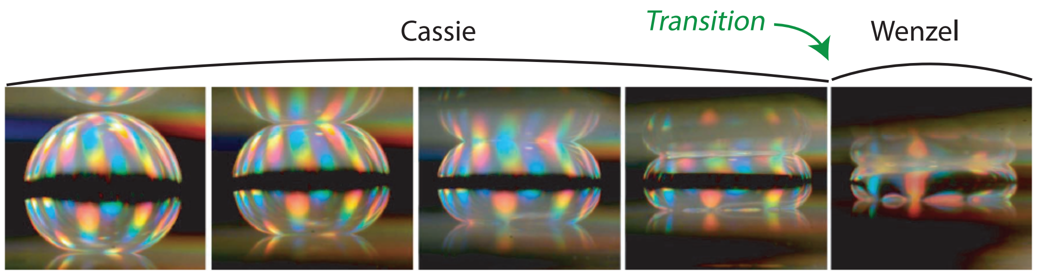
Wenzel Cassie

$$\cos\theta^\star = r\cos\theta \qquad \cos\theta^\star = -1 + \phi_s\,(1+\cos\theta)$$

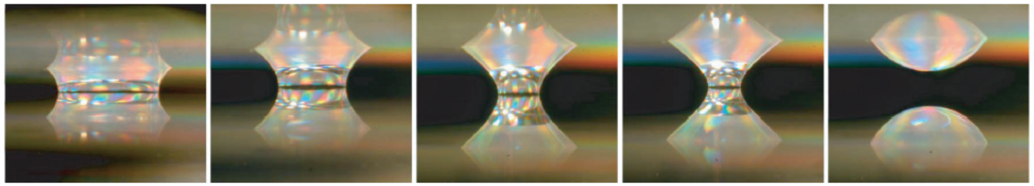
$$r > 1$$

transition pour $$\boxed{\cos\theta_c = \frac{\phi_s - 1}{r - \phi_s}}$$

Quel est le mécanisme de la transition ?



Compression d'une goutte entre deux substrats micro-texturés identiques



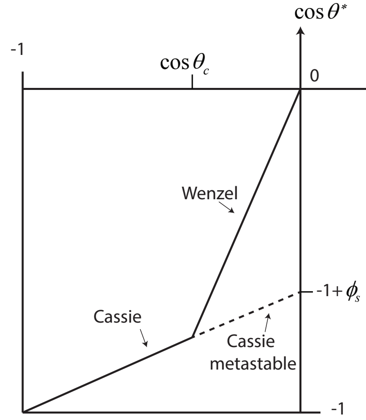
Wenzel Relaxation de la pression Adhésion

A. Lafuma, D. Quere, *Nat. Mater.* 2, 457 (2003).

La physique

Decrite par deux états en fonction de θ_c :
(a) Wenzel $90° < \theta < \theta_c$
(b) Cassie $\theta_c < \theta$

<u>Mais</u> Cassie $\theta < \theta_c$ possible. Il s'agit d'un état metastable. Comment passer d'un état à un autre ?



Expérience

Mise en avant de la transition

À partir de l'état Cassie *metastable*, obtenir la transition vers l'état de Wenzel par variation de la pression.

i) Méthode 1
Par changement du rayon R de la goutte déposée sur une surface texturée hydrophobe, modification de la pression. (Loi de Laplace)

$$\Delta P = \frac{2\gamma}{R} \qquad R \searrow \quad \Delta P \nearrow$$

=> Limité par R < a

ii) Méthode 2
Pour obtenir des pressions plus élevées, on comprime la goutte entre deux substrats identiques. Après la transition, on obserse l'adhésion de la goutte au substrat par relaxation de la pression.

=> Forte adhésion = Wenzel

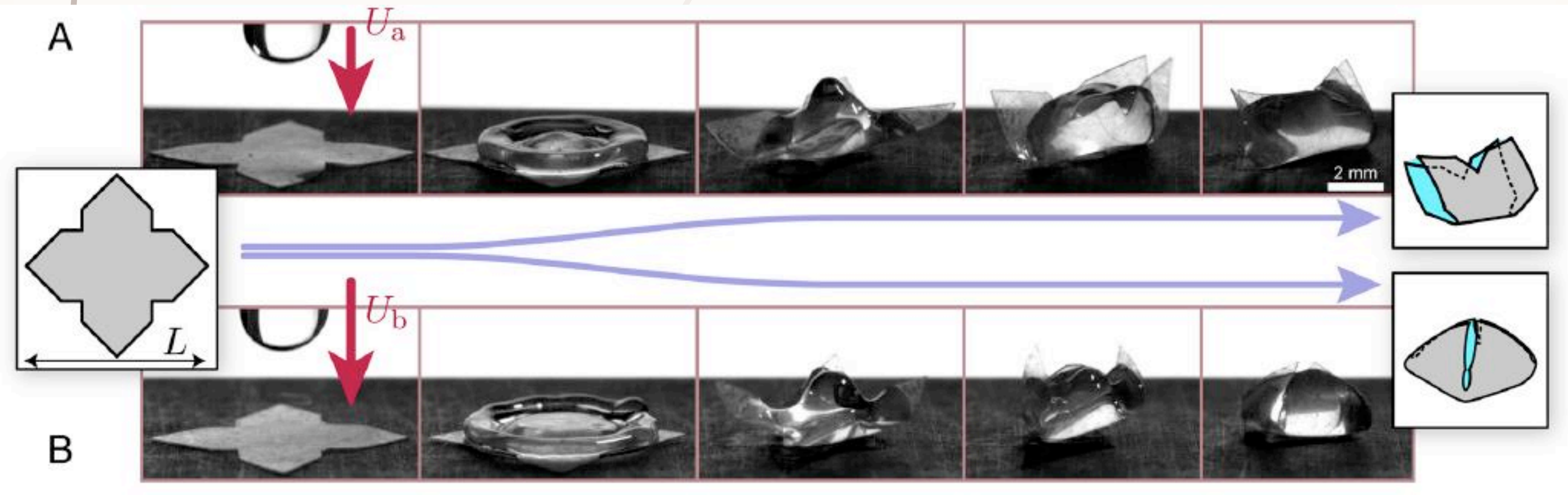
Maîtrise de la fabrication de structures pliées par l'impact d'une goutte

Fabrice JOURDAN – Sébastien VANSON | Arts et Métiers ParisTech

Présentation du phénomène

Phénomènes mis en jeu:
- Inertie
- Elasticité
- Forces de capillarité

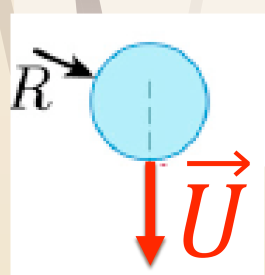
pliage d'une feuille de polymère



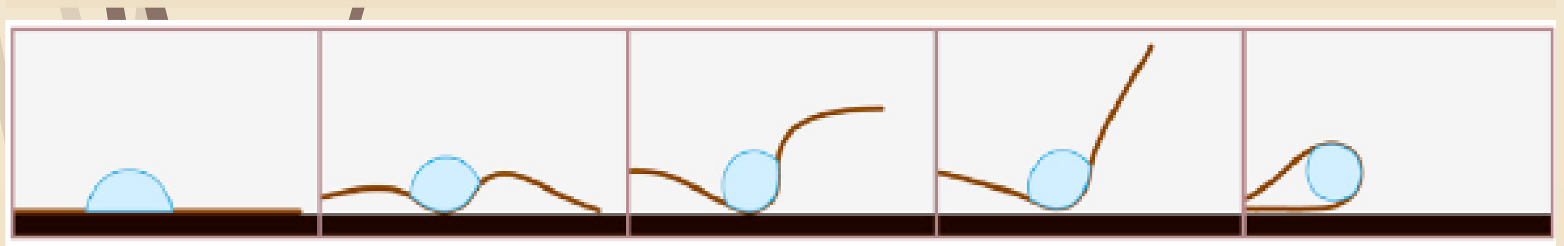
Application:
- Production d'emballages à échelle millimétrique

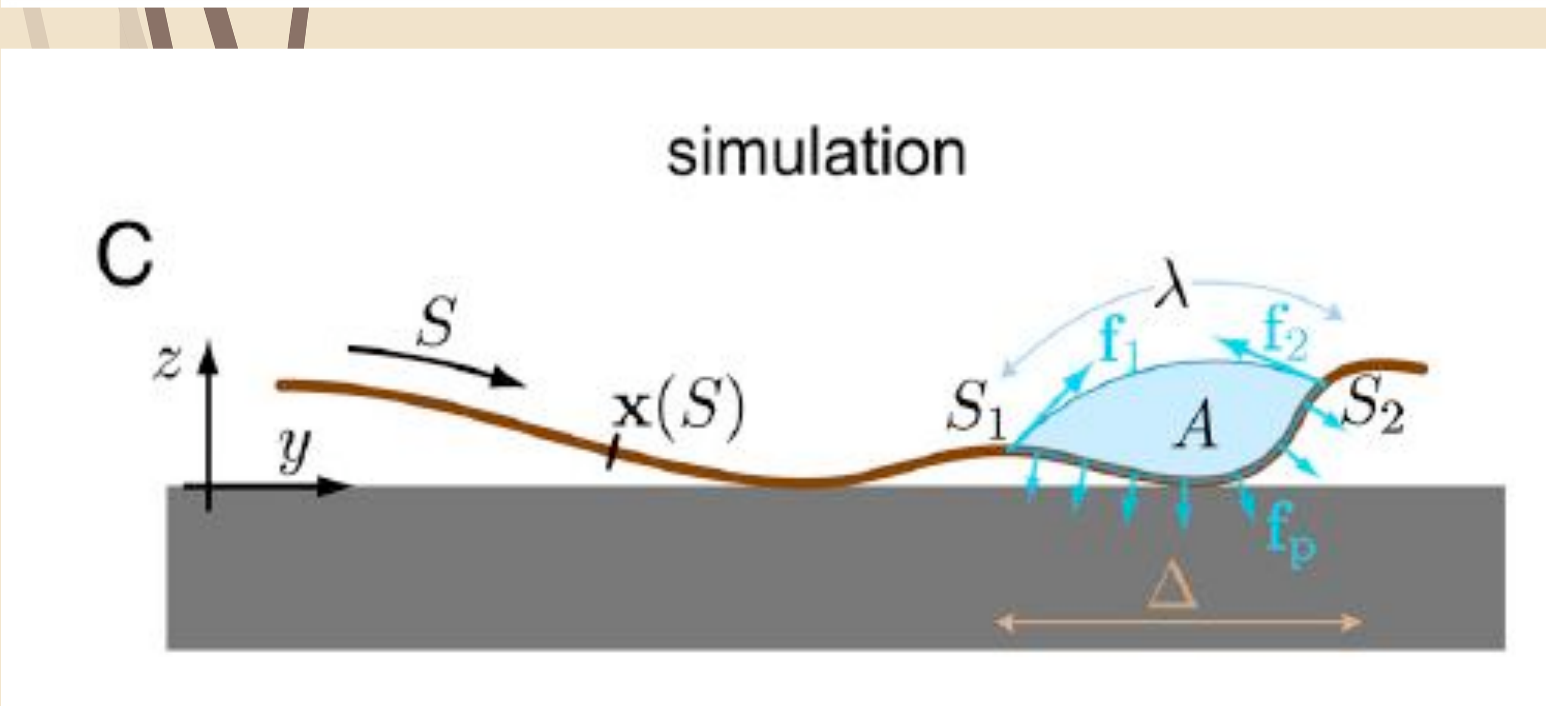
Avantage:
- Fabrication en 40ms contre 30 min pour une méthode par évaporation

Protocole expérimental



- Chute de la goutte à vitesse et position variables.
- Observation pliage ou non.





Paramètres expérimentaux

Paramètres	Notations	Etat	Valeur
Rayon de la goutte	R	Fixe	1.55 mm
Position impact adim;	x/leg	**Variable**	[0-7]
Vitesse de la goutte adimensionnée	$We^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{\rho . U^2 . R}{\gamma}}$	**Variable**	[0,21-15]

- *Condition sur le rayon R:*

$$l_{ec} < R < l_{gc}$$

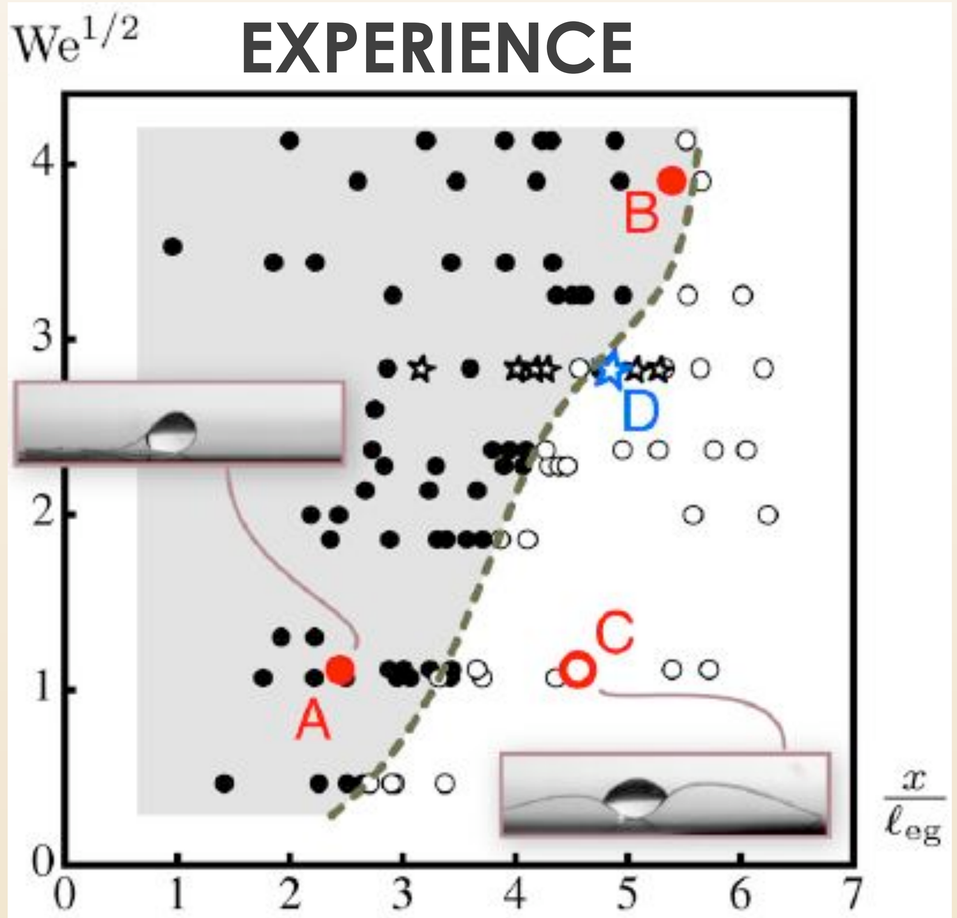
Modèle

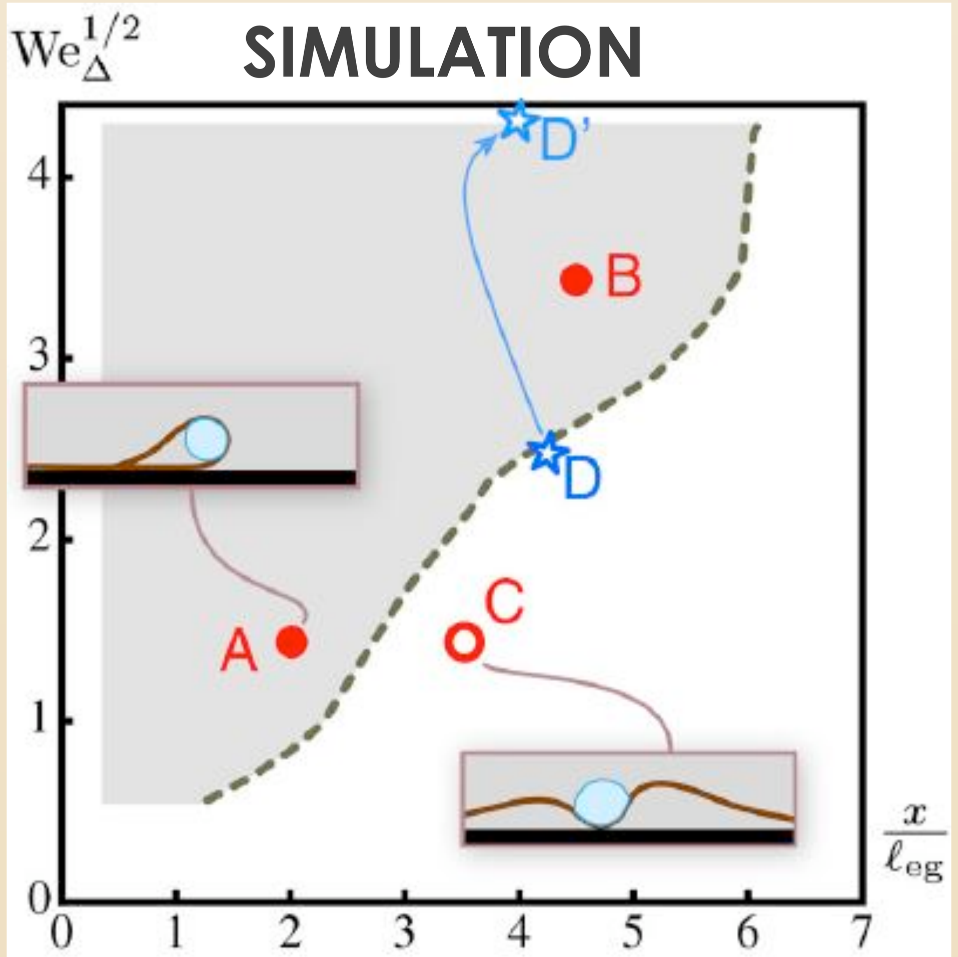
Loi empirique de Δ:

$$\frac{\Delta(U) - \Delta(U \approx 0)}{2R} = 0{,}32 . We^{\frac{1}{2}}$$

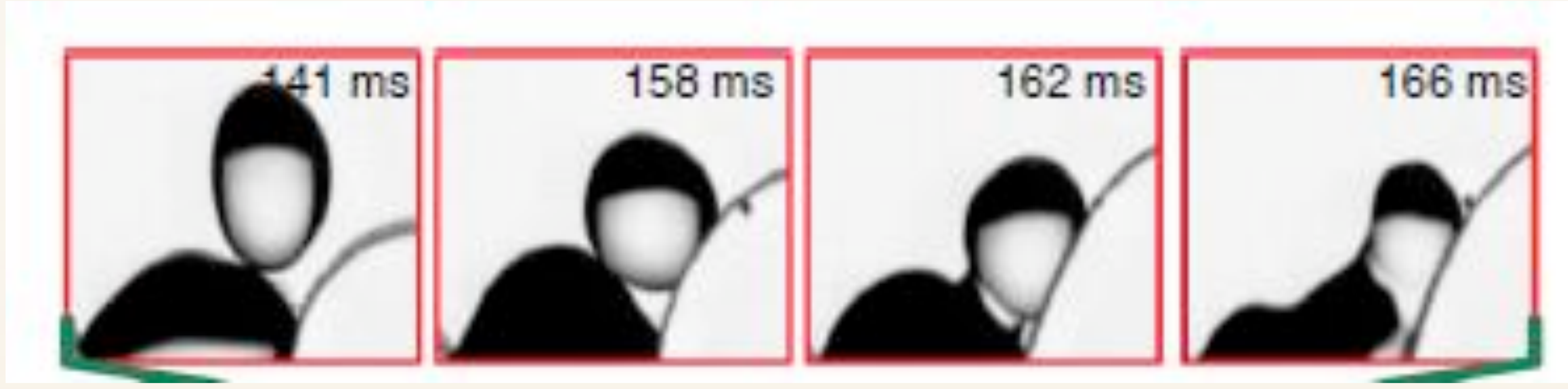
Δ: Extension maximale de la goutte, détermine la distribution des forces de capillarité

Résultats

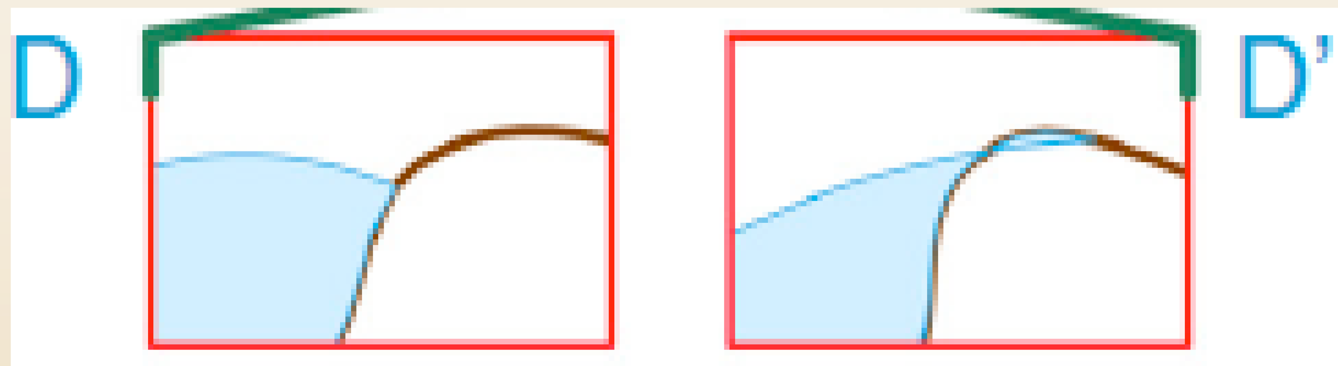




Valeurs critiques



Pour We^(1/2)= 2,8:
- Goutte secondaire se détache, accélère pendant sa chute,
- Coalescence avec goutte primaire,
- Redistribution des forces de capillarité → **pliage**



- Prise en compte dans la simulation avec ajout d'une quantité d'eau.

Conclusion

- Le procédé de pliage d'une bande de polymère peut être maîtrisé, il serait intéressant de l'appliquer à de plus petites échelles.

Corners, Cusps, and Pearls in Running Drops

T. Podgorski, J.-M. Flesselle, and L. Limat,
Physique et Mécanique des Milieux Hétèrogènes,
UMR 7636 CNRS-ESPCI, France

Résumé : Les petites gouttes qui glissent sur un substrat incliné partiellement mouillant prennent différentes formes en fonction de leurs nombres capillaires Ca. Pour un nombre capillaire Ca petit, les lignes de contact entre les gouttes et le substrat prennent une forme circulaire. Lorsque la valeur de Ca augmente, les gouttes perdent leurs formes sphériques et développent une forme allongée au niveau de la partie supérieure. Cette forme allongée devient de plus en plus nette lorsque le nombre capillaire Ca devient de plus en plus grand. Ainsi, des petites gouttelettes se forment à partir de la goutte d'origine.

Le changement de forme pour ces gouttes peut également être lié au changement de l'angle dynamique des lignes de contact.

Comportement d'une goutte d'eau en présence d'une surface inclinée partiellement mouillante

La formation et le détachement des gouttes à partir d'un robinet est un phénomène bien connu. Lorsque les gouttes sont suffisamment petites, elles sont parfaitement sphériques jusqu'au moment du détachement qui induit le changement de leurs formes [1].

Des études théoriques et expérimentales ont été réalisées pour l'étude du comportement d'une goutte d'eau en présence d'une surface inclinée. Lorsque le mouillage est nul, i.e. $\theta = 180°$, la goutte est très mobile : roulement sans glissement. En outre, elle conserve une forme sphérique [2].

Il existe plusieurs situations de mouillage qui sont caractérisées par différents angles de contact , formés entre la surface de líeau et la surface du substrat :

- Mouillage total : $\theta = 0°$
- Mouillage partiel hydrophile : $\theta < 90°$
- Mouillage partiel hydrophobe : $\theta > 90°$
- Mouillage nul : $\theta = 180°$

Figure 1 : Différents angles de contact formés entre une goutte et un substrat

Dans cet article [3], Podgorski et al. ont effectué des expériences qui montrent qu'une goutte en présence d'une surface inclinée partiellement mouillante, peut présenter différentes formes. Ces formes dependent du nombre capillaire Ca qui représente le rapport entre la viscosité et la tension superficielle.

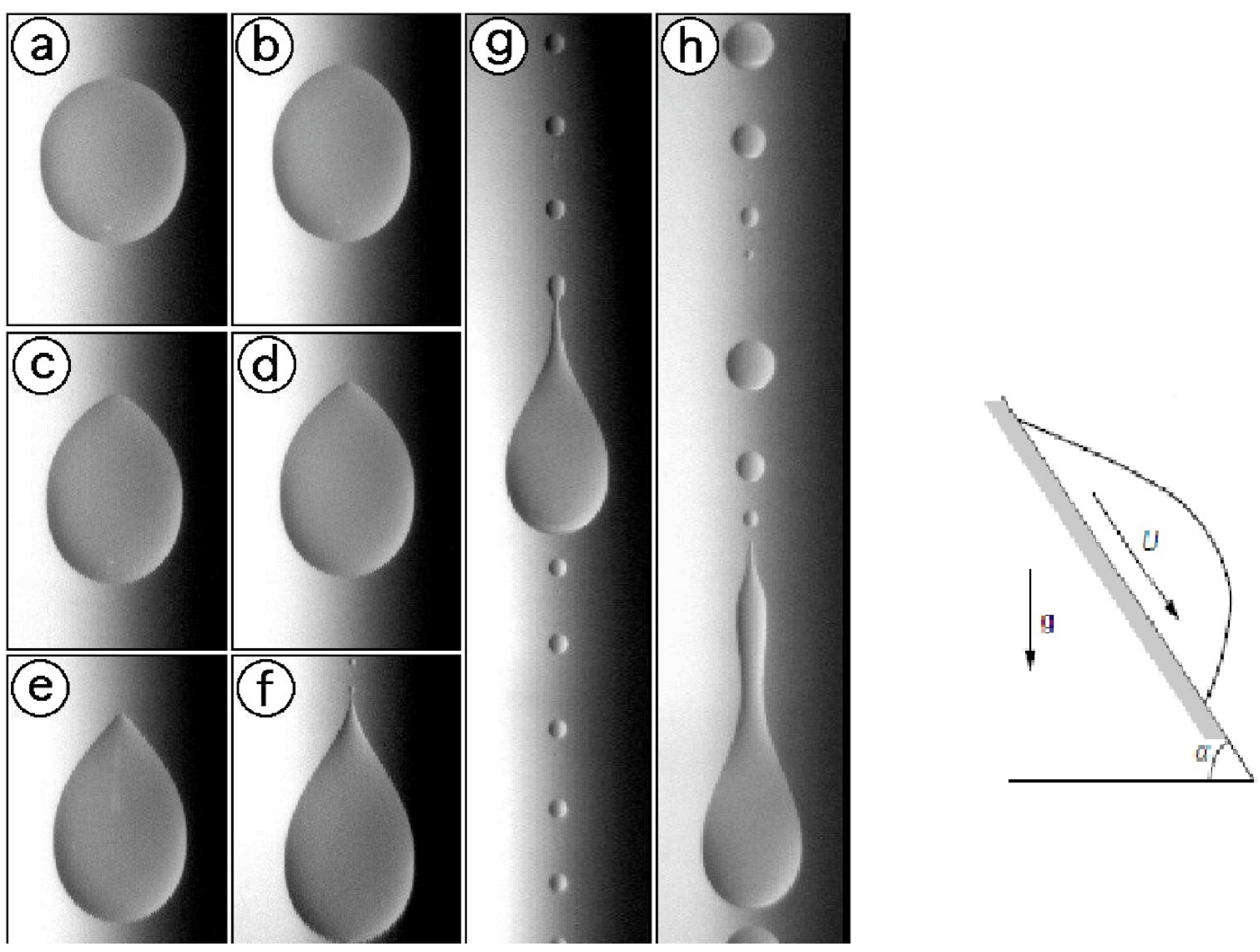


Figure 2: (Gauche) Differentes formes d'une goutte se déplaçant avec une vitesse croissante sur un substrat incliné partiellement mouillant.(Droite) Représentation d'une goutte sur un substrat incliné.

Description de l'expérience

La partie principale du dispositif expérimental est une plaque de verre de $20cm \times 20cm$, qui tourne autour d'un axe horizontal pour faire varier son angle d'inclinaison α, $0° \leq \alpha \leq 90°$. Afin de diminuer la tension de la surface de contact entre le fluide et le substrat, un polymère fluoré a été ajouté sur la surface de la plaque. L'expérience est effectuée avec plusieurs liquides de viscosités différentes. La vitesse des gouttes varie en fonction de l'angle α.

Références

[1] J. Eggers, Rev. Mod. Phys. , *69, 865 (1997).*

[2] L. Mahadevan et Y. Pomeau, Phys. Fluids *11, 2449 (1999).*

[3] T. Podgorski, J.-M. Flesselles, et L. Limat, Phys. Rev. Letters, *87, 3, (2001)* .

La forme d'une goutte et le nombre capillaire Ca

Cette étude [3] montre que le changement de la forme des gouttes, en mouvement sur une surface inclinée, est indépendant de leurs tailles. Ce changement dépend uniqement du nombre capillaire Ca.

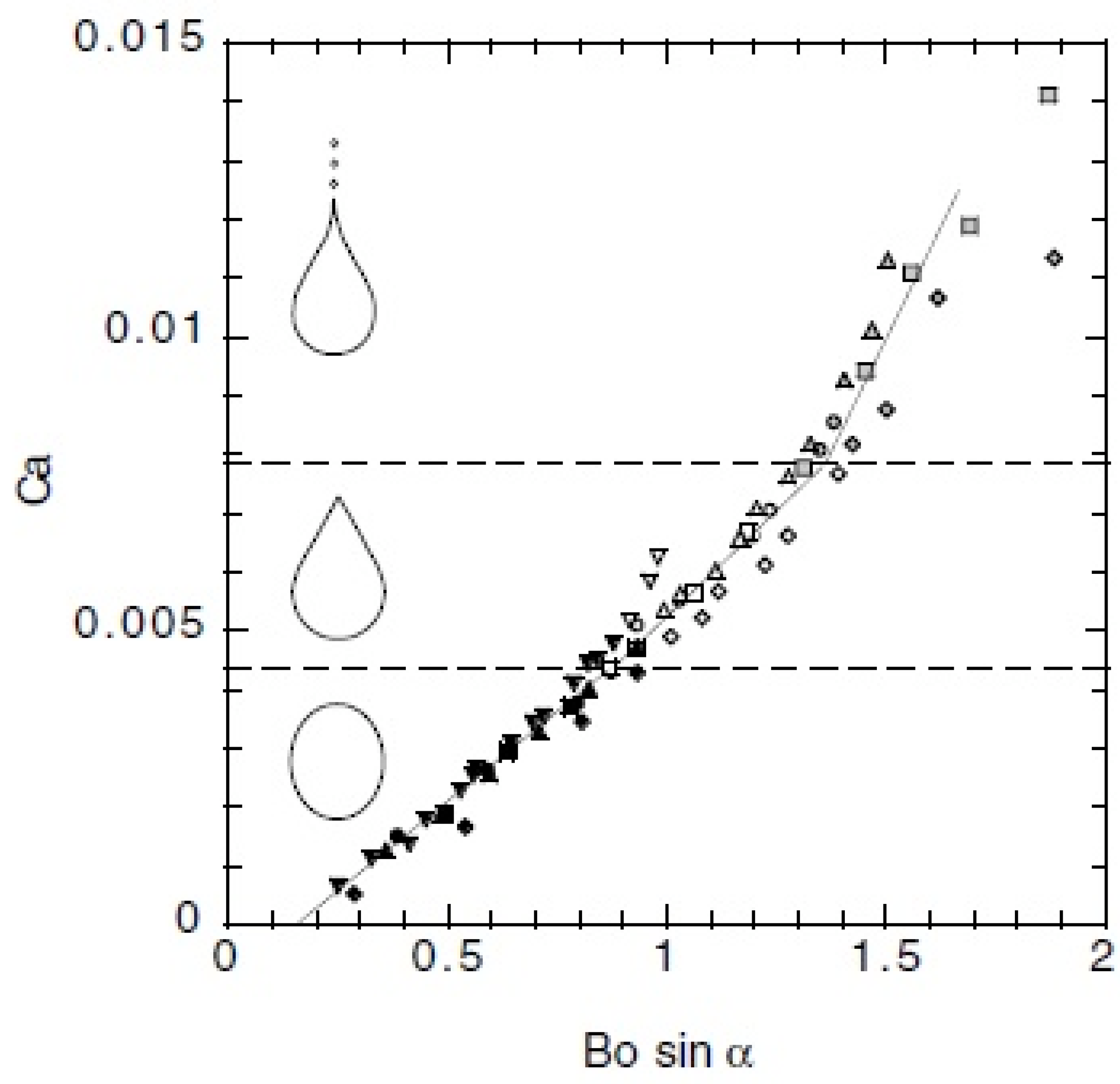


Figure 3 : Ca en fonction de $Bo \sin \alpha$ pour un fluide (huile de silicone 47V10). Le volume des gouttes est entre $3mm^3$ et $18mm^3$ (∇ : $3mm^3$, $\triangle$: $5.5mm^3$, $\square$: $8mm^3$,, $\circ$: $11mm^3$, $\diamond$: $18mm^3$, noir : sphérique, blanc : allongé et gris : gouttelette).

Le nombre de Bond Bo est donné par $Bo = \frac{V^{2/3}\rho g}{\gamma}$ et représente le rapport entre les forces gravitationnelles et la tension de surface sur une interface. Le nombre capillaire Ca augmente presque linéairement en fonction de $Bo \sin \alpha$.

La forme d'une goutte et l'angle de contact dynamique

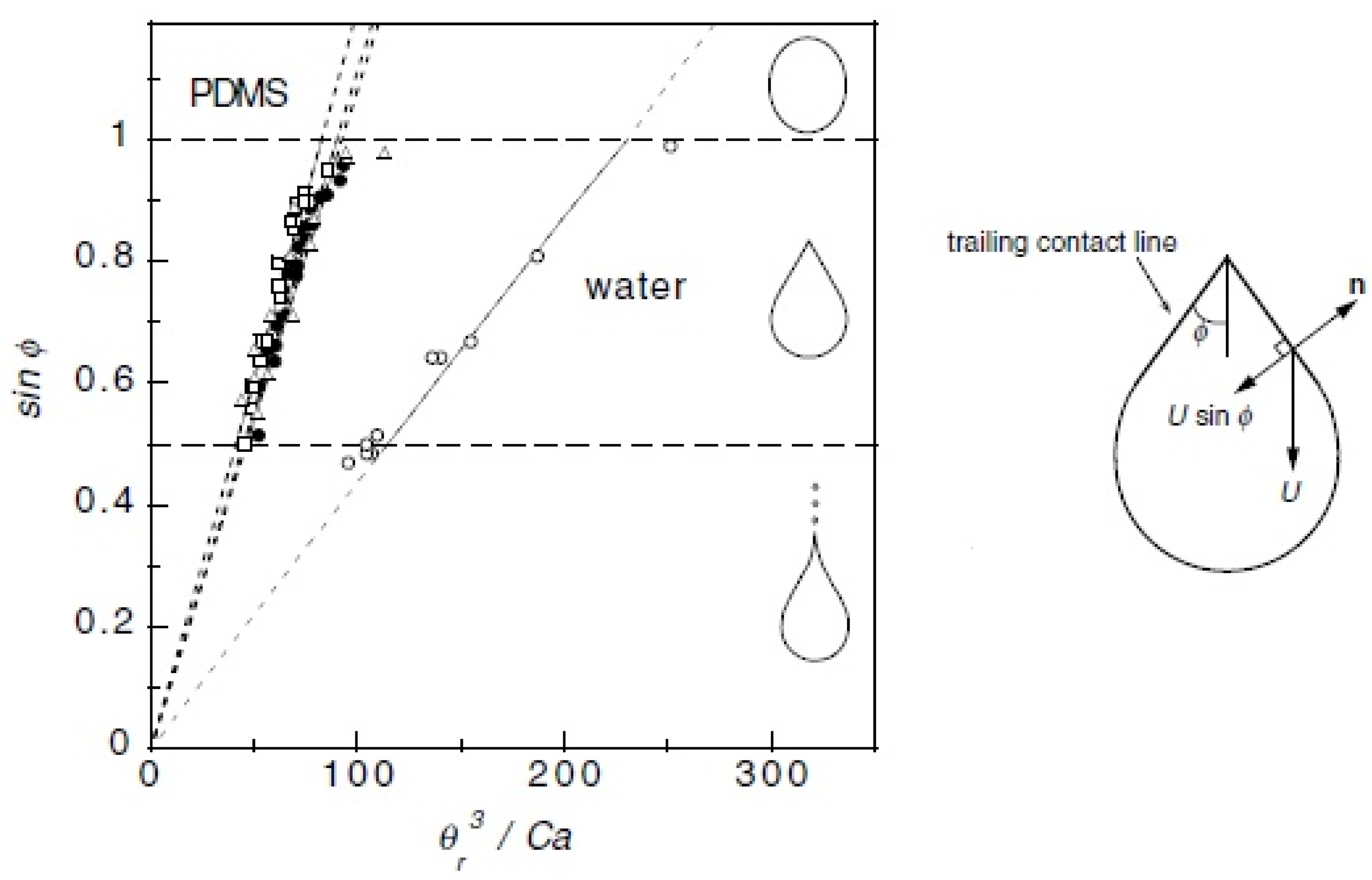


Figure 4 : (Gauche) L'angle de contact ϕ pour des gouttes ayant une forme allongée en fonction de $Bo \sin \alpha$. ($\triangle$:huile de silicone 47V2, $\bullet$: huile de silicone 47V10 $\square$: huile de silicone 47V50, $\circ$ eau.) (Droite) L'angle dynamique des lignes de contact ϕ.

Pour $\phi = 90°$, on obtient un premier nombre capillaire critique $Ca_1 = A\theta_r^3$, où A une costante qui dépdend du fluide et θ_r est l'angle de contact le plus petit (reculant). Pour $\phi = 30°$ on obtient un deuxième nombre capillaire critique $Ca_2 = 2A\theta_r^3$.

Hani Ali, Université Pierre et Marie Curie, France; e-mail : hanny_ali@hotmail.com

Transition from dripping to jetting

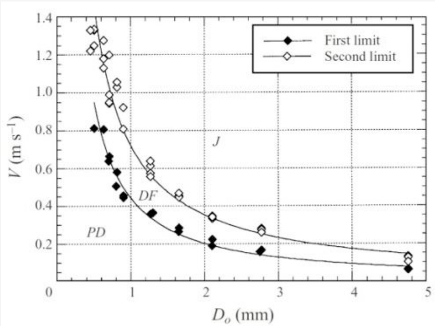
By CHRISTOPHE CLANET† AND JUAN C. LASHERAS

Department of Applied Mechanics and Engineering Sciences,
University of California San Diego, La Jolla, CA 92093-0411, USA

(Received 18 March 1997 and in revised form 9 October 1998)

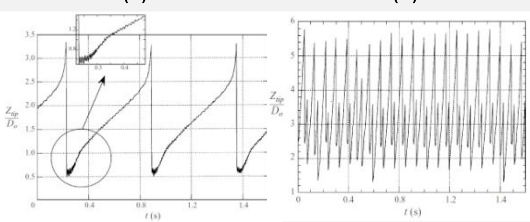
J. Fluid Mech. (1999), vol. 383, pp. 307–326. Printed in the United Kingdom

Résultats expérimentaux



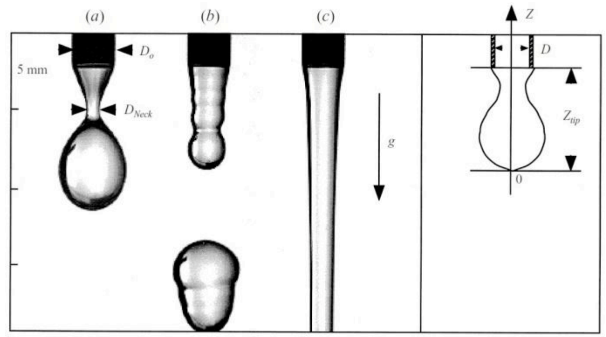
En augmentant la vitesse de l'écoulement et/ou le diamètre du tube, on peut passer du régime *Periodic Dripping* au jet continu. Plus le diamètre du tube est petit, plus il faut un débit important pour obtenir le jet

(a) (b)



Période constante, taille maximale de la bulle constante. Oscillation de la portion de fluide restante après le détachement d'une bulle.

Quasi-périodique, alternance de grosses et petites bulles



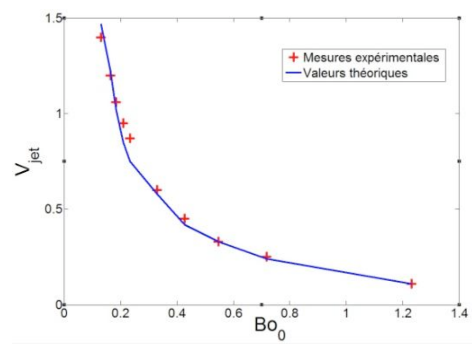
(a) Periodic Dripping : Gouttes sphériques de masses constantes se détachent périodiquement à une distance d'environ D_0 du tube

(b) Dripping Faucet : Gouttes de masses variables, régime quasi-périodique

(c) Jetting Regime : Jet continu, formation de gouttes à une distance 10 D du tube

$$We \equiv \frac{\rho V_0^2 D}{\sigma} = \frac{\textit{effets inertiels}}{\textit{effets capillaires}}$$

Vitesse minimale pour obtenir le jet:



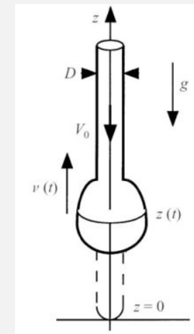
Erreur toujours inferieur à 15% pour les différents diamètres testés.

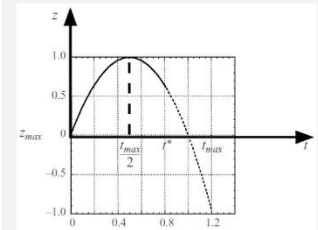
Modèle théorique

Variation de la hauteur de la goutte en fonction du temps:

$$\frac{d}{dt}\left(M(t)\frac{dz}{dt}\right) = -M(t)g + \pi D_0\sigma - \rho S\tilde{V}_0\left(\frac{dz}{dt} + \tilde{V}_0\right)$$

$$z(t) = -\frac{1}{2}\gamma t^2 + (\tilde{V} - \tilde{V}_0)t$$





z_{max} = Hauteur maximale atteinte par capillarité

l_d = Distance parcourue vers le bas pendant le pincement due à l'écoulement V_0

$z_{max} > l_d$ → Dripping

$z_{max} < l_d$ → Jet

$z_{max} = l_d$

$$We_c = 4\frac{Bo_0}{Bo}\left[1 + KBo_0 Bo - \left((1 + KBo_0 Bo)^2 - 1\right)^{1/2}\right]^2$$

Ne prend pas en compte l'accélération de l'écoulement due à la gravité !

UPMC SORBONNE UNIVERSITÉS

Hyacinthe FOKA et David RAUS

« Tears of Wine » - Evaporative Instabilities

DETHOOR Gaël | HOEPFFNER Jérôme, Institut Jean Le Rond D'Alembert | Université Pierre & Marie Curie

Ecoulements multiphasiques : Dymamique de gouttes et bulles

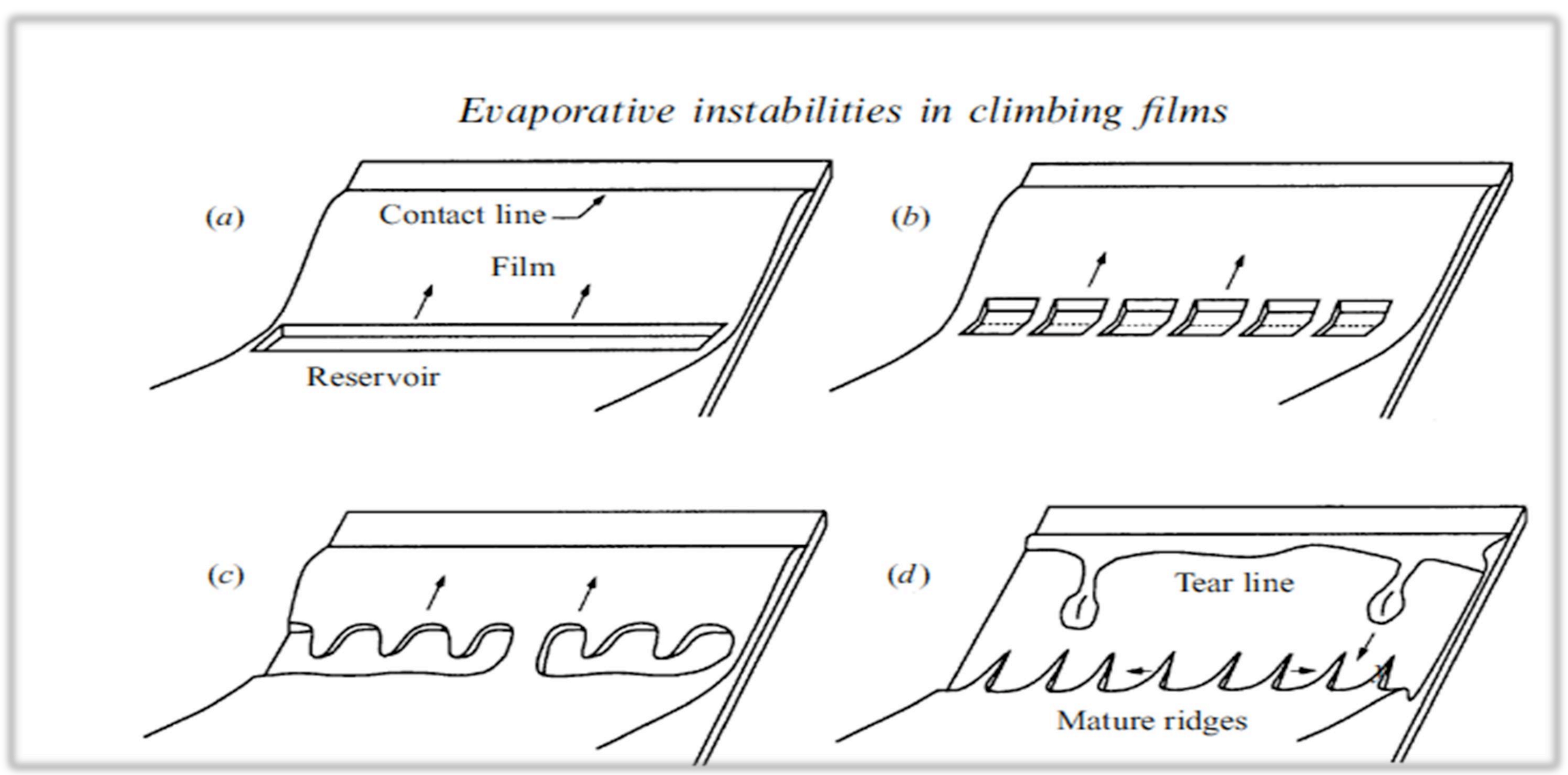
Tears of Wine

Quels sont les paramètres qui influent le phénomène de larmes de vins ?

Description du phénomène – régime transitoire

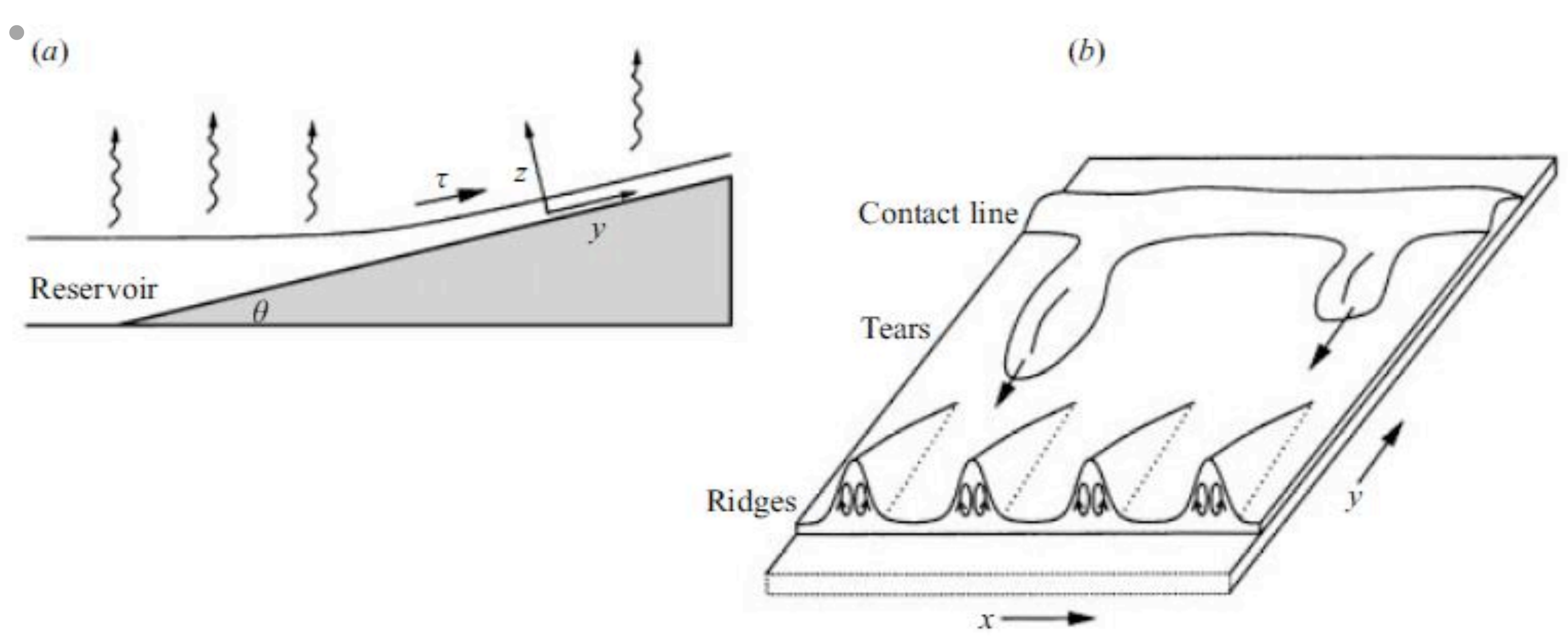
Phénomène comporte 4 étapes :

- A) Depos du mélange
- B) et C) **convection de Marangoni dans deux directions**
- D) **Régime quasi-stationnaire**

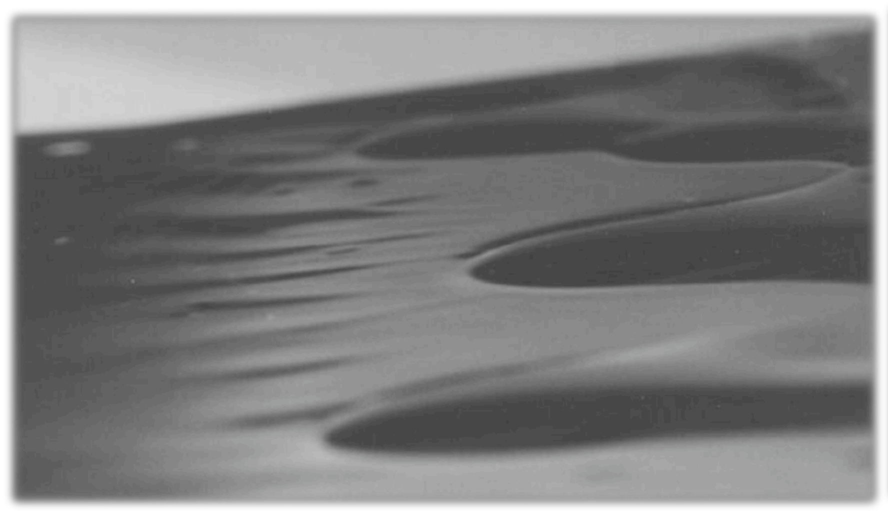


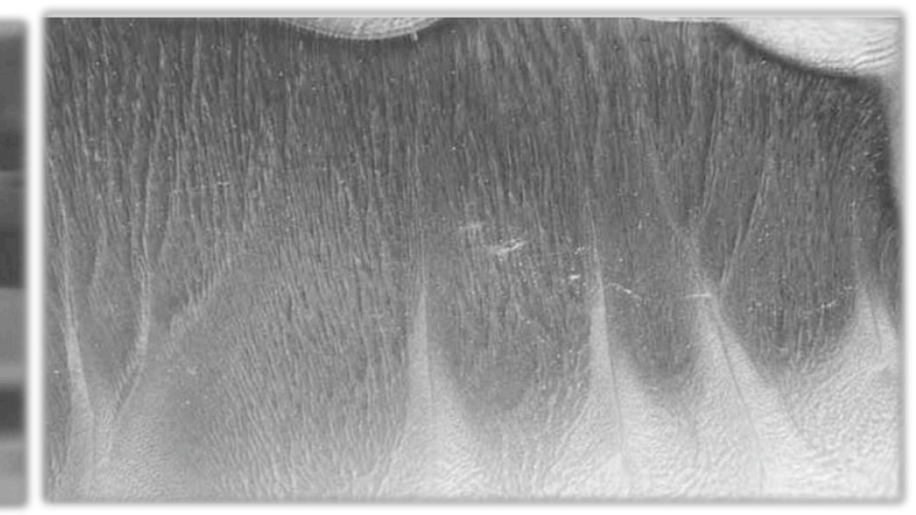
Expérience et variable controlées

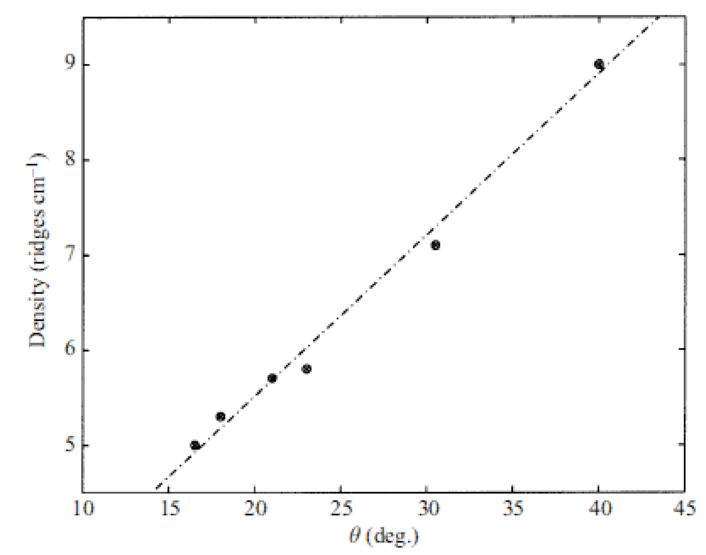
Objectif : Etablir des ordres de grandeurs et tester différentes sconfigurations cerner l'apparition du phénomène



Résultats Expérimentaux







		Flat plate	Tilted plate	Vertical plate
Ethanol	tears	–	✓	✓
	ridges	–	✓	✓
	fine	✓	D	N
Methanol $+H_2O$	tears	–	✓	✓
	ridges	–	✓	✓
	fine	✓	L,T,D	T,L
Ethanol $+H_2O$	tears	–	✓	✓
	ridges	–	✓	✓
	fine	✓	L,T,D	T,L
H_2O	tears	–	–	–
	ridges	–	–	–
	fine	–	–	–

Ordre de grandeur

surface tension restoring pressure $\quad \frac{t_{\mathrm{diff}}}{t^{\sigma}_{\mathrm{relax}}} = \left(\frac{H}{L}\right)^4 \frac{\sigma H}{D\mu} \sim 10^{-4},$

gravitational restoring pressure $\quad \frac{t_{\mathrm{diff}}}{t^{g}_{\mathrm{relax}}} = \left(\frac{H}{L}\right)^2 \frac{H^3 \rho g}{D\mu} \sim 10^{-2}.$

Modèle mathématique doit tenir compte de la tension de surface et donc d'une concentration d'alcool locale

Ce modèle mathématique sera **2D**, sera considéré comme une **bonne approximation**, au vu de la **grandeur caractéristique des structures**.

Hypothèses du modèle

- **Evolution linéaire de la tension de surface**, qui ne dépend que de la **concentration**.

$$\sigma(c) = \sigma_0 - \alpha(c - c_0)$$

- **Equation de Stokes**

$$\nabla p = \mu \nabla^2 \boldsymbol{u} + \rho \boldsymbol{g},$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0.$$

Equation - Condition de stabilité linéaire

Dimensionless group	Symbol	Definition	Order of magnitude
Marangoni number	$\mathscr{M}_s$	$\frac{\tau H^2}{D\mu}$	10
	$\mathscr{S}$	$\frac{H\rho g}{\tau}$	1
Capillary number	$\mathscr{C}$	$\epsilon^2 \frac{\sigma}{\mu U}$	10^{-3}

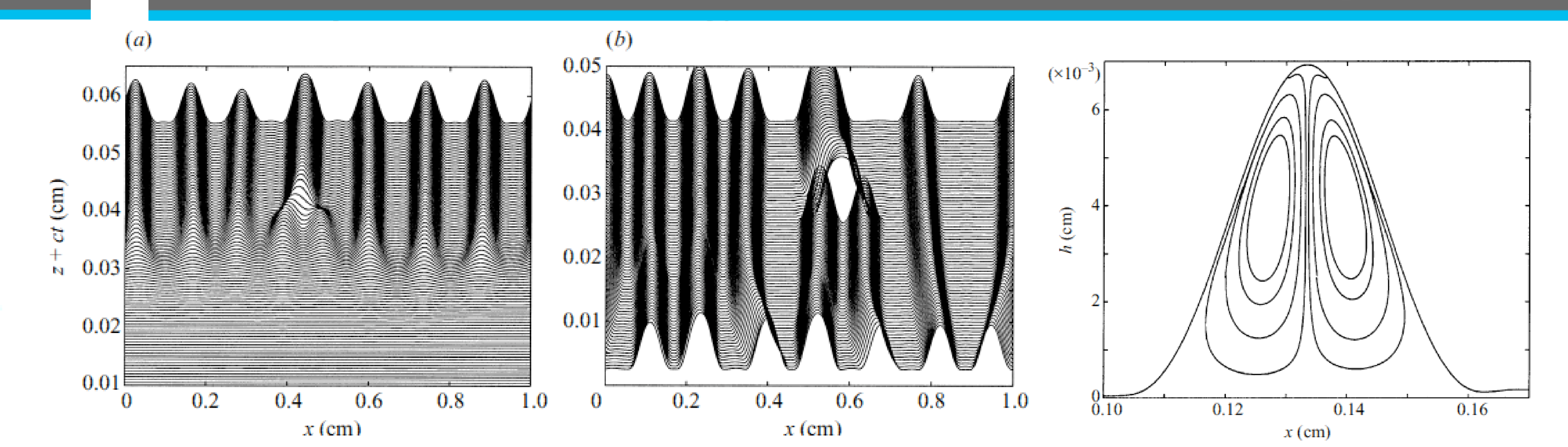
$$h_t + \left[\tfrac{1}{3}h^3(\mathscr{C}h_{xxx} - \mathscr{S}\cos\theta\, h_x) + \tfrac{1}{4}\mathscr{M}_s h^4 h_x(1 - \mathscr{S}h\sin\theta)\right]_x = 0.$$

Condition de stabilité linéaire :

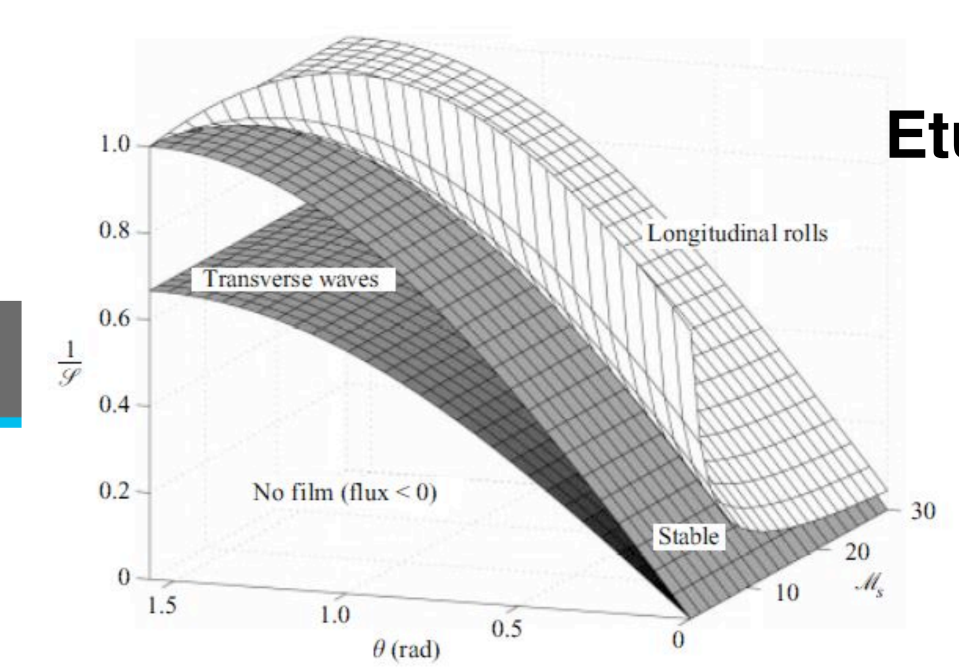
$$\tfrac{1}{3}\mathscr{S}\cos\theta > \tfrac{1}{4}\mathscr{M}_s(1 - \mathscr{S}\sin\theta).$$

$$k_{\mathrm{crit}} = \sqrt{\left[\tfrac{3}{8}\mathscr{M}_s(1 - \mathscr{S}\sin\theta) - \tfrac{1}{2}\mathscr{S}\cos\theta\right]/\mathscr{C}}.$$

Résultats : Résolution Numérique



Conclusion



Etude quantitative

Caractère 3D

Référence bibliographique

- HOSOI A. E., BUSH W. M. J. **Evaporative instabilities in climbing films.** Fluid Mechanics, 2001, vol 42, p 217-239

Le comportement des bulles de champagne présentes à la surface d'un verre

BOSSI Adrien et TRAVERS Mathieu

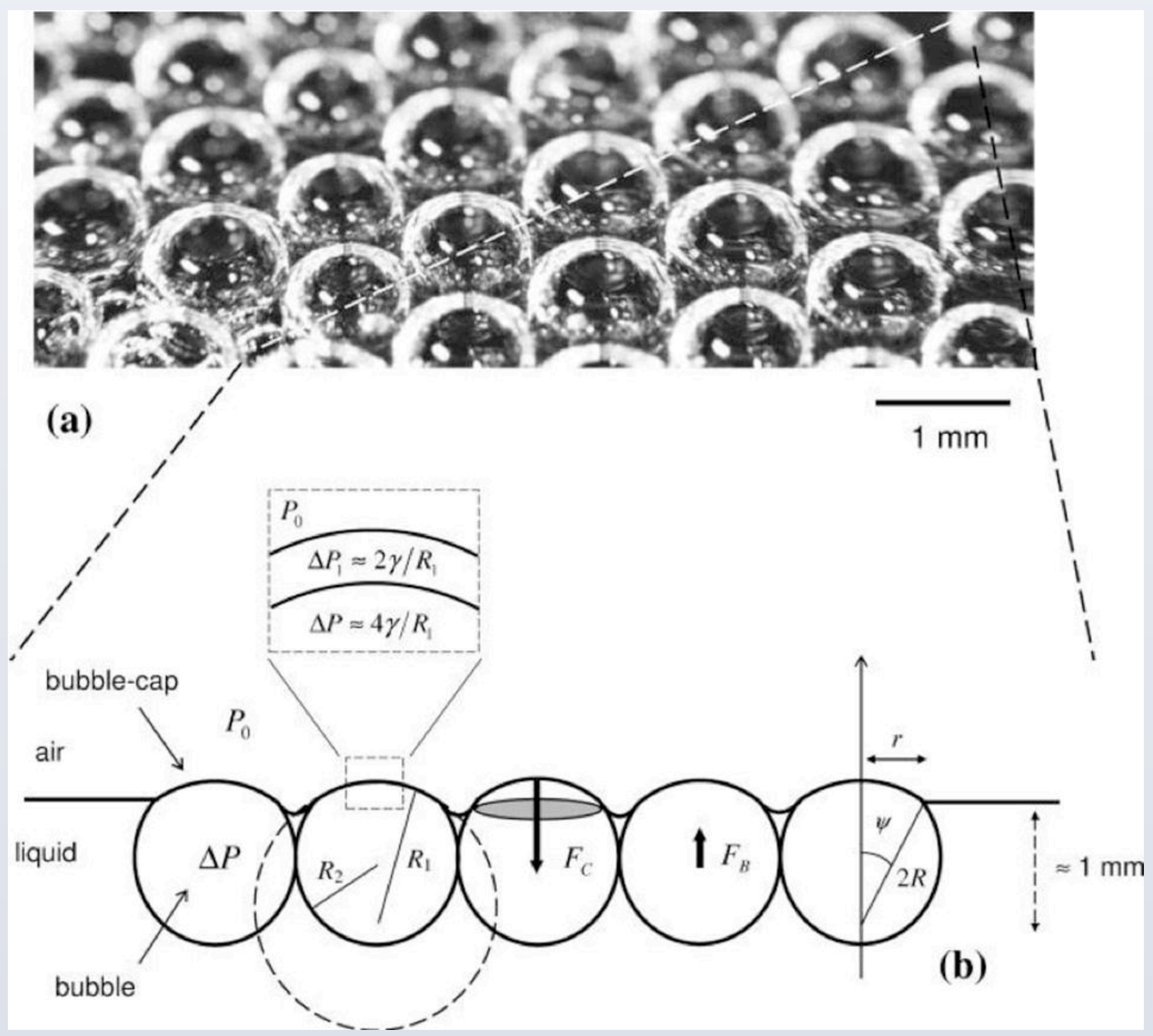
NSF16
Jerome Hoepffner

« Collection of collapsing bubble driven phenomena found in champagne glasses »

LES BULLES DE CHAMPAGNE

- Le champagne est un liquide sursaturé en dioxyde de carbone.
- 5L de CO_2 dans une bouteille.
- Environ 10^6 bulles générées.
- Des dizaines d'explosions par seconde en surface.
- Chaque explosion libère des molécules aromatiques

LA FORME DES BULLES DE SURFACE



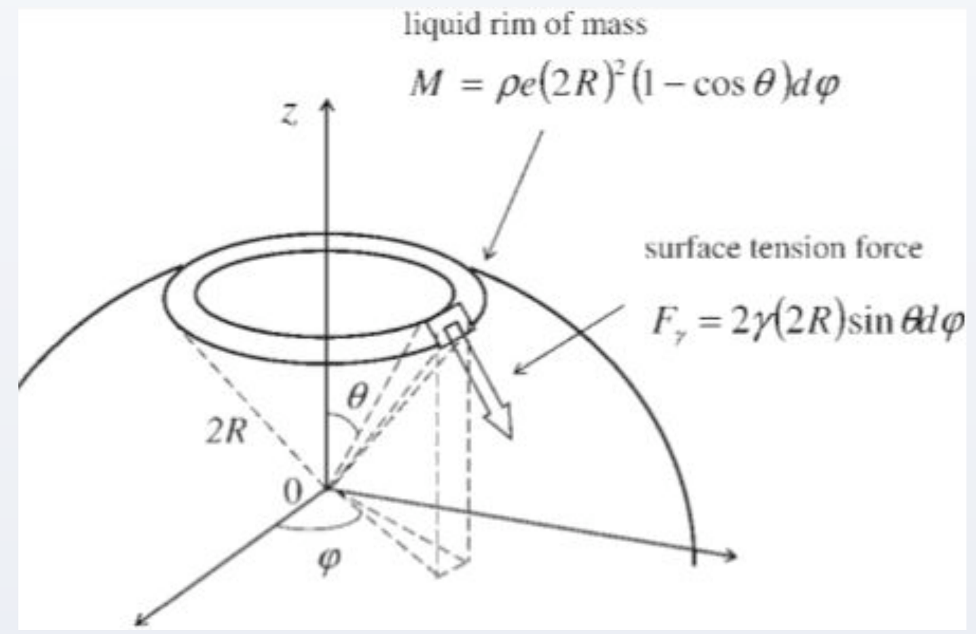
A la surface, la forme de la bulle est le résultat de l'équilibre entre deux forces opposées:

- **La flotabilité F_B** qui tend à pousser la bulle vers l'extérieur du liquide
- **La capilarité F_C** qui tend à maintenir la bulle en dessous de la surface

La loi de Laplace appliquée à l'interface permet de déduire une relation simple pour le forme de la bulle.

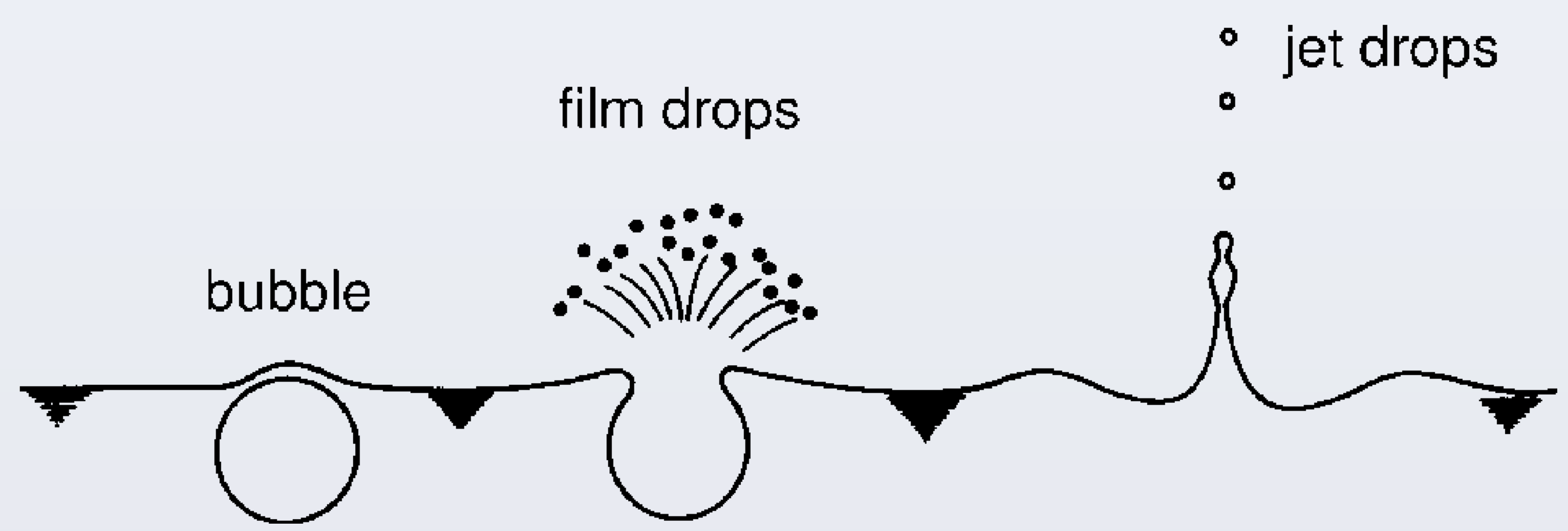
$$\Delta P = \frac{4 * \gamma}{R1} = \frac{2 * \gamma}{R_2} \Rightarrow R_1 = 2 * R_2$$

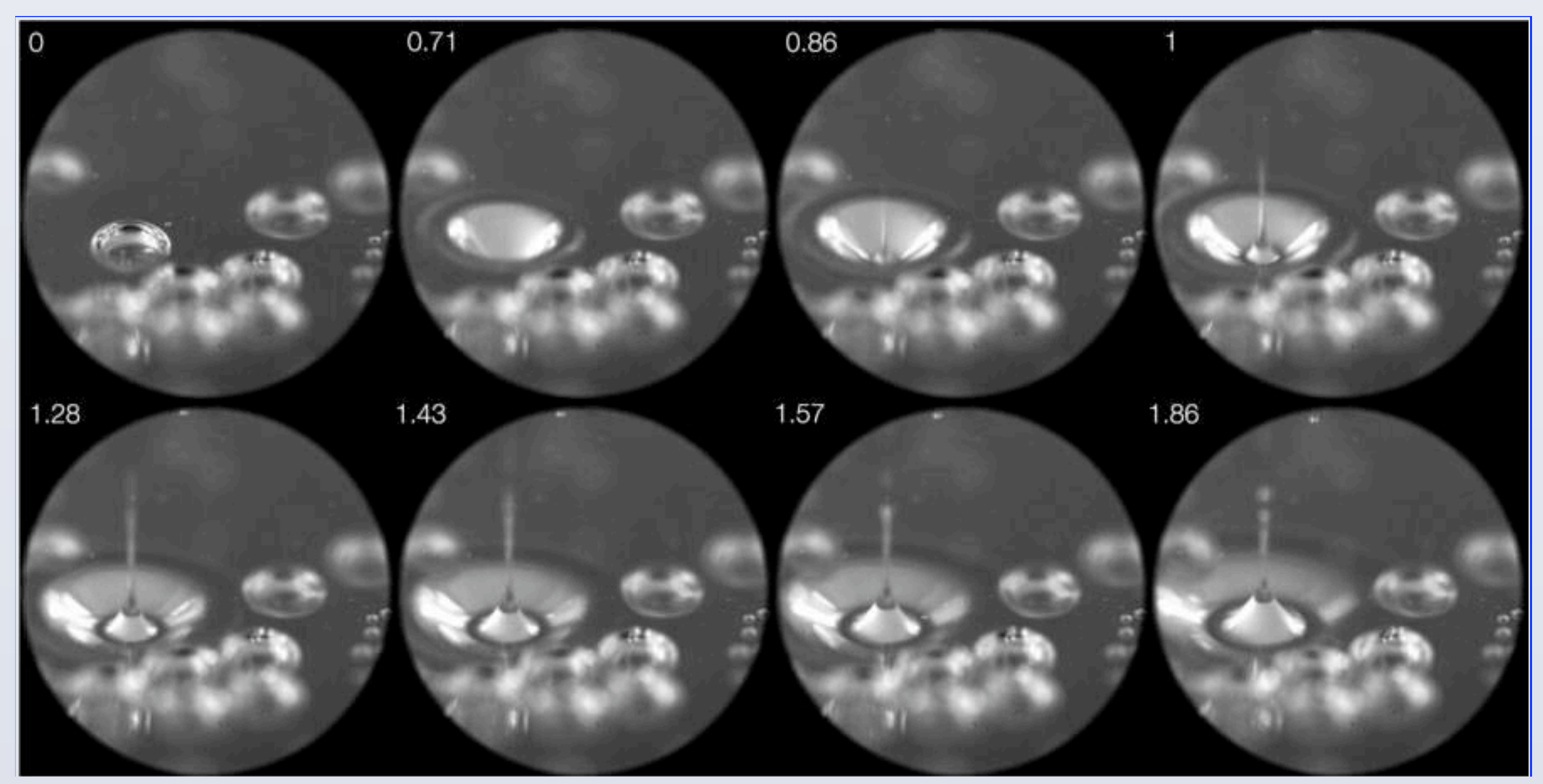
L'EXPLOSION: EXHAUSTEUR D'AROMES



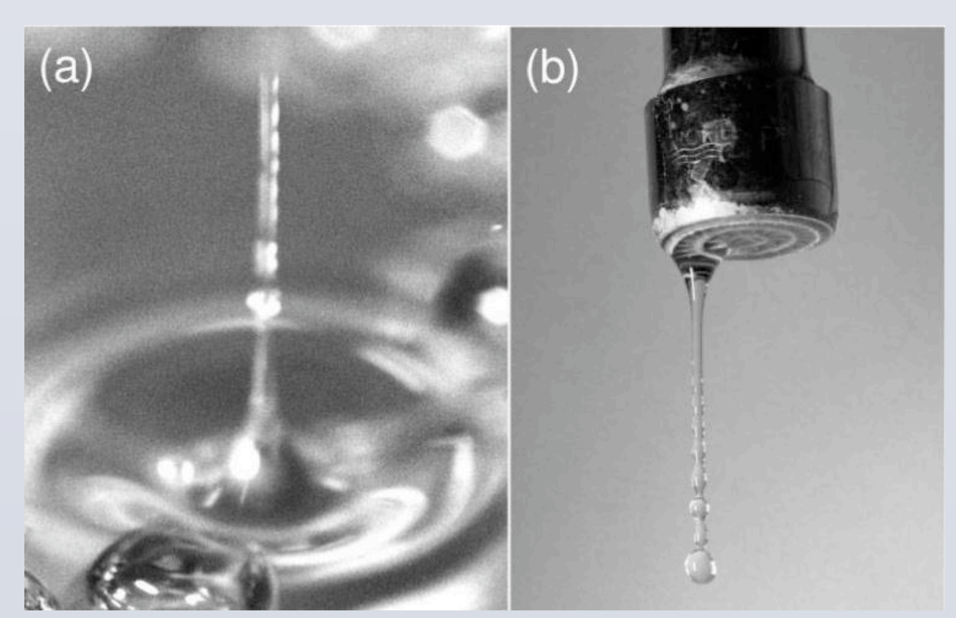
Plusieurs étapes:

- Rupture du film
- Projection de goutelletes
- Formation d'une cavité
- Projection d'un jet (Jet de Worthington)





- Déstabilisation du jet de Worthington.
- Instabilités de Rayleigh-Plateau.
- Libération de **molécules aromatiques** influencant le **bouquet** du champagne.



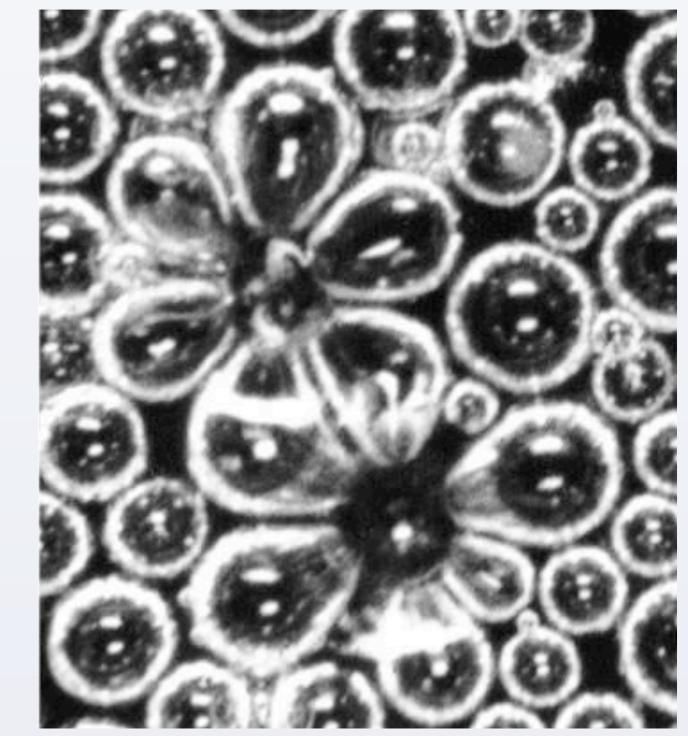
L'INTERACTION AVEC LES BULLES ENVIRONANTES

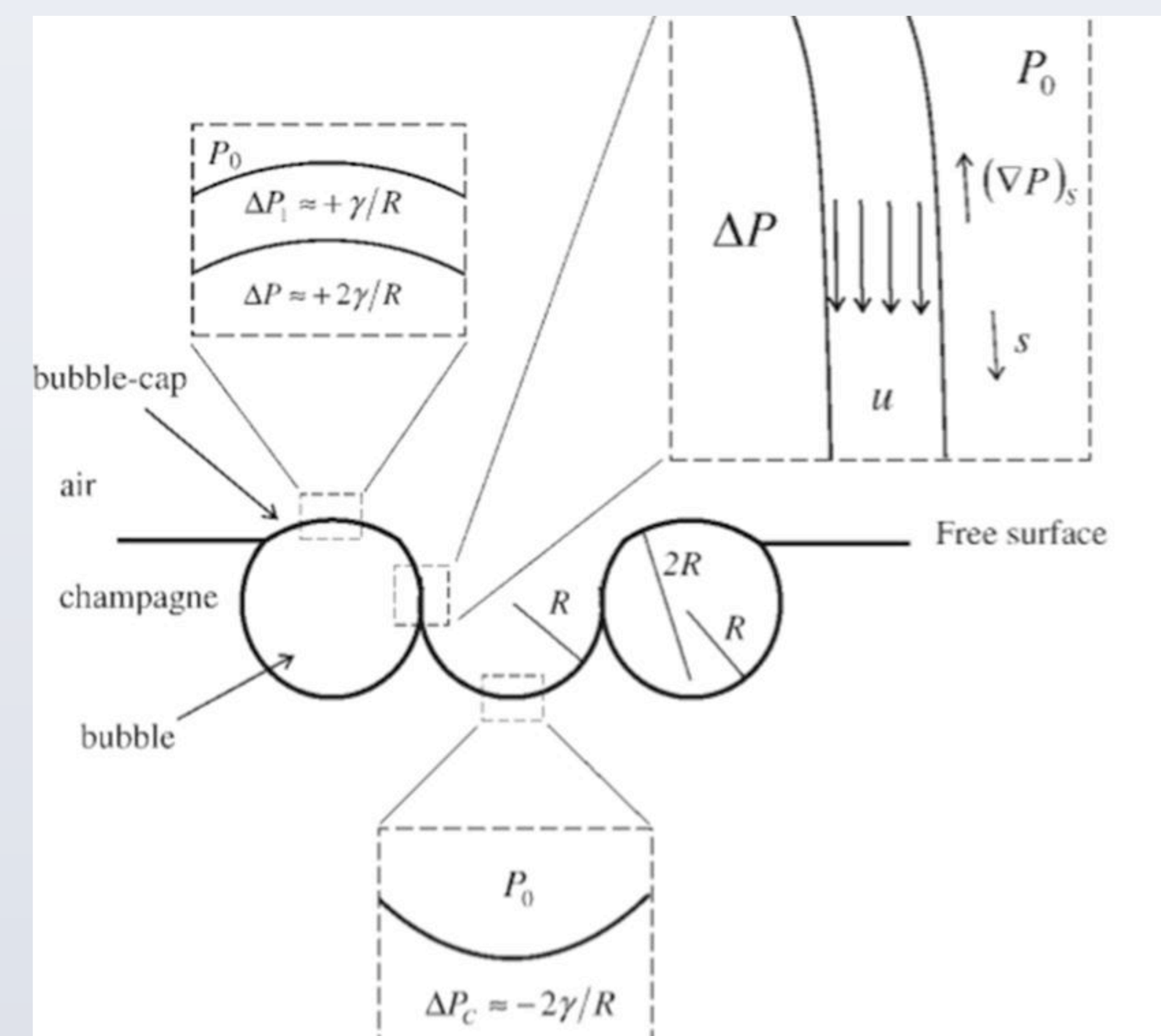
La structure florale :

Phénomène lors de l'explosion d'une bulle de champagne.

À l'origine de ce phénomène physique on trouve une forme de cisaillement :

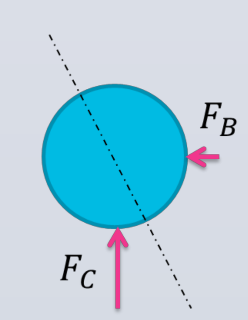
$$(\nabla P)_s \propto \frac{\Delta P_C - \Delta P_1}{R} \approx -\frac{3 * \gamma}{R^2}$$

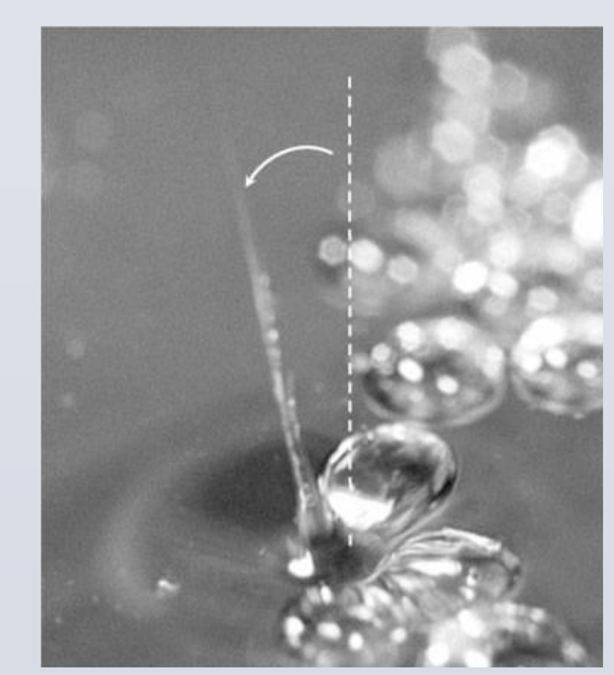




Ci-contre, un exemple de bulle périphérique:

Changement d'état d'équilibre :





The hydrodynamics of water strider locomotion

Yacine Bengana
Elie Doppelt
NSF20 – Février 2014

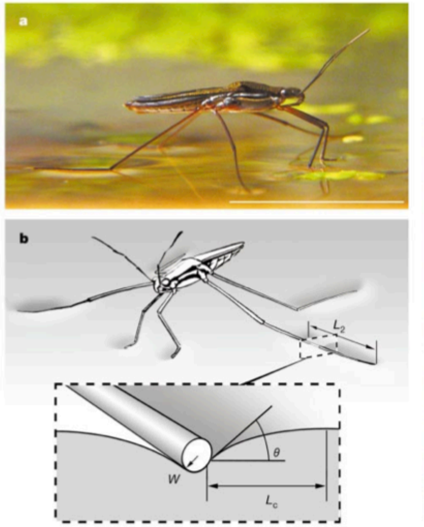


Fig. 1 : Araignée d'eau ou Gerris. (a), Araignée d'eau adulte Gerris remigis. (b), L'insecte repose statiquement sur la surface libre. La déformation de la surface génère la force de tension superficielle qui équilibre le poids du Gerris.

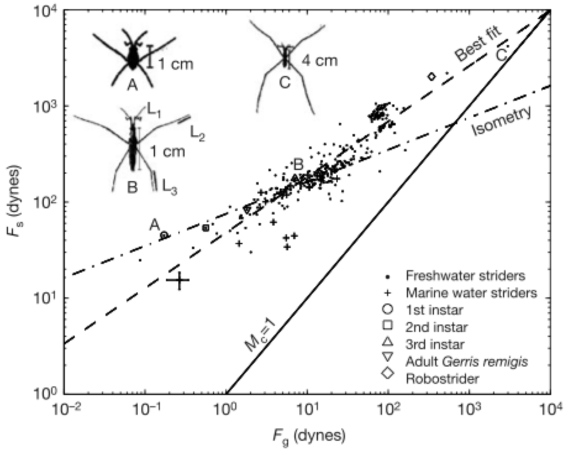


Fig. 2 : Relation entre la force de courbure maximum $F_c = \sigma P$ et le poids $F_g = Mg$ pour 342 espèces. La ligne continue marque le minimum requis pour pourvoir flotter sur la surface de l'eau.

$$M_c = \frac{Mg}{\sigma P}$$

- M : la masse du Gerris
- g : l'accélération de la gravité
- σ la tension de surface : $\sigma = 67\ \mathrm{dynes.cm^{-1}}$ (étang) ou $\sigma = 78\ \mathrm{dynes.cm^{-1}}$ (eau de mer).
- P : le périmètre de contact définit dans l'article comme $P = 4(L_1 + L_2 + L_3)$

Quantité de mouvement :

- Strider ($M \sim 0{,}01 g, V \sim 100\ cm.s^{-1}$) $P = MV \sim 1 g.cm.s^{-1}$
- Vortex ($M_v = \frac{2\pi R^3}{3}, V_v \sim 4\ cm.s^{-1}$) $P = M_v V_v \sim 1 g.cm.s^{-1}$

Les deux quantités sont donc comparables. Néanmoins, la quantité de mouvement transporté par les ondes de surfaces est plus petite (environ 0,05 g.cm/s). Les vortex jouent donc un rôle plus important dans la mise en mouvement du Gerris.

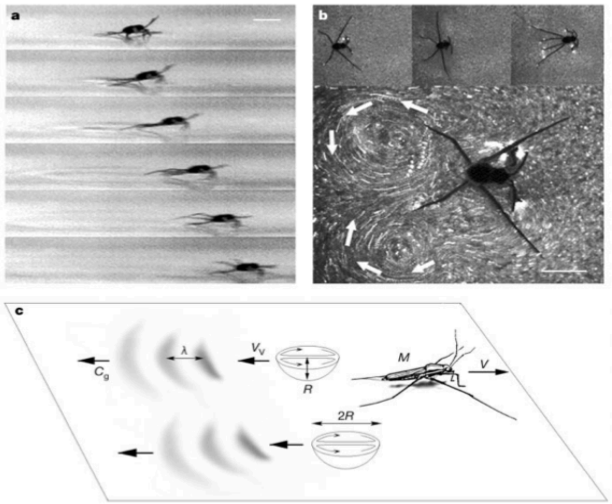


Fig. 3 : Ecoulement généré par le mouvement d'un Gerris d'un jour. (a), (b), Images espacées de 0,016 secondes.
(c), Illustration schématique de la structure de l'écoulement généré : ondes capillaires et vortex.

Fig. 4 : Vortex bipolaires dans le sillage d'un Gerris adulte. (Barre d'échelle 1 cm)

Référence :

David L. Hu, Brian Chan, John W. M. Bush, The hydrodynamics of water strider locomotion. *Nature 424*, 663-666 (2003).