

# Cloches de liquides viscoélastiques

L. Lebon<sup>1</sup>, L. Limat<sup>1</sup>, & A. Belmonte<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes - ESPCI, UMR 7636 CNRS, 10 rue Vauquelin 75005 Paris

<sup>2</sup> Department of Mathematics, Penn State University, University Park, PA 16802 USA

lebon@pmmh.espci.fr

**Résumé.** Nous nous sommes intéressé à des cloches liquides formées par l'impact d'un jet de fluide viscoélastique projeté sur un obstacle circulaire plus grand que le diamètre du jet, à la manière des cloches d'eau historiques de Savart [1]. Nous avons utilisé comme fluide viscoélastique des solutions de polymères et de micelles géantes. En régime de cloches fermées, nous observons un profil des cloches très différent de celui observé et prévu pour des cloches d'eau (Clanet[1]). La forme des cloches est contrôlée ici par la rhéologie du viscoélastique ; nous l'illustrons par des mesures d'évolution de la taille des cloches. Elle semble également très sensible aux éventuelles différences de pression à travers le film liquide. A débit plus élevé, les cloches ne se referment plus et forment des nappes liquides dont le mécanisme de désintégration apparaît très différent dans le cas des viscoélastiques ; alors qu'une telle géométrie est fréquemment utilisée dans le cas de solutions aqueuses Newtoniennes dans le but de faire de l'atomisation en fines gouttes, on observe en viscoélastique des structures en filaments, éventuellement enchevêtrés, qui prolongent la nappe sans formation de goutte. Un mécanisme original de croissance de trou circulaire avec bourrelets épais dans la nappe viscoélastiques est également observé.

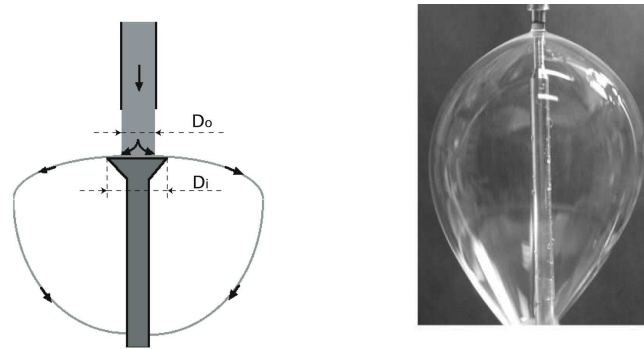
**Abstract.** We performed experiments on liquid bells resulting from the impact of a viscoelastic fluid on a circular obstacle larger than the jet diameter, in the way of water bells by Savart [1]. We used polymer solutions or giant-micelle solutions as viscoelastic fluid. In the regime of closed bell, we observed a particular shape of bells, very different from the shape of water bells as observed and predicted by Clanet [1]. The bells shape is essentially controlled here by the viscoelastic rheology. It appears also very sensitive to the pressure gap through the liquid film. For higher flow rate, the bells do not close anymore and form liquid sheets. Their desintegration is very different from the one observed for Newtonian liquid : filaments structure extends the sheet without any drops formation. An original behaviour of growth of circular holes with a thick rim is also observed.

## 1 Introduction

Les écoulements à surface libre de fluides complexes fréquemment rencontrés dans des applications (extrusion, mise en forme...) permettent d'explorer des lois de comportement des ces fluides et mettent en évidence des phénomènes originaux (instabilités, sélection de formes).

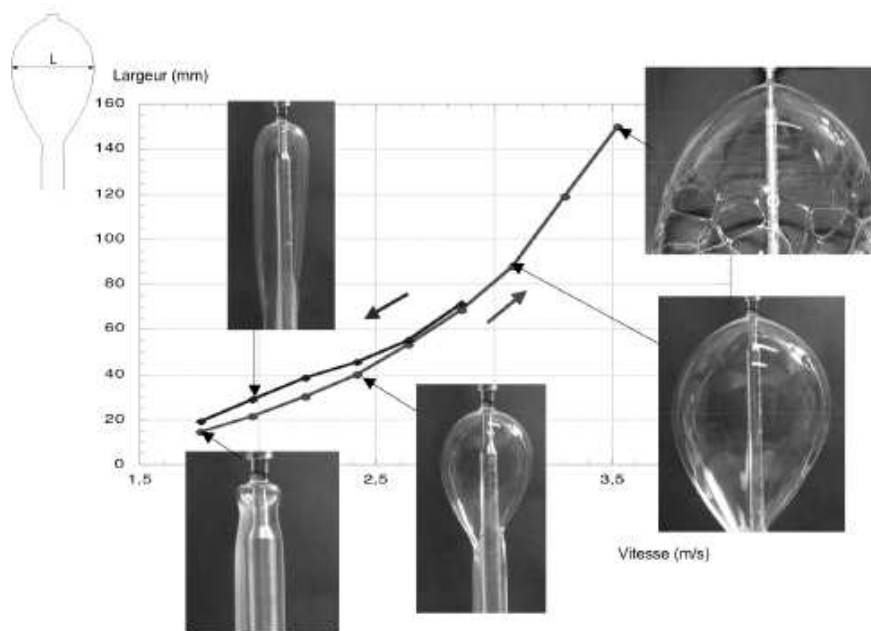
Il existe de nombreux cas de jets de fluides complexes qui viennent frapper des surfaces solides ; nous nous sommes intéressé ici au cas particulier dans lequel la taille de l'obstacle  $D_i$ , ou impacteur, est de l'ordre de celle du jet  $D_o$ . Le liquide est alors projeté plus ou moins horizontalement et commence à former une nappe horizontale, qui dans certaines conditions, tend à se refermer et donne finalement une cloche liquide comme Savart l'a observé pour des cloches d'eau [1] (Le principe de formation des cloches est schématisé sur la figure 1).

A la suite de Savart, Boussinesq [3] a prédit la forme de cloches qui résulte de l'équilibre de la tension de surface, la gravité et l'inertie. Taylor s'est intéressé également aux cloches horizontales en considérant le problème de l'entraînement de l'air [4]. Bond [5] a utilisé des expériences de cloches liquides pour déduire des tension de surface dans des conditions dynamiques. Le travail de Savart a été repris et largement complété récemment pour les cloches formées avec de l'eau [2]. Des études récentes s'intéressent à des cloches formées par des liquides visqueux : Buckingham et Bush [6] obtiennent de spectaculaires cloches polyhédriques à partir de liquides extrudés d'une ouverture annulaire. Brunet *et al* [7] se sont intéressé à des cloches visqueuses transoniques, c'est-à-dire présentant un point où la vitesse du fluide est identique à celle des ondes de surfaces sinueuses.



**Fig.1.** A gauche : Principe des cloches liquides : un jet de diamètre  $D_o$  vient percuter un impacteur de diamètre  $D_i$ . A droite : cloche formée par un viscoélastique

Nous avons repris ces expériences en utilisant comme fluide viscoélastique des solutions de polymères concentrées et de micelles géantes. Au niveau de l'impacteur, le liquide qui est éjecté pratiquement horizontalement est soumis à une forte elongation radiale; on peut donc supposer qu'alors la structure du fluide et ses caractéristiques rhéologiques vont modifier la structure des cloches.



**Fig.2.** Evolution de la taille des cloches en fonction de la vitesse moyenne du jet impactant : largeur  $L$  en fonction de  $U$ . Débit croissant : cloches isobares (pression à l'extérieur et à l'intérieur de la cloche identique); débit décroissant : cloches non-isobares. Solution aqueuse à 2 % de CMC

## 2 Forme des cloches

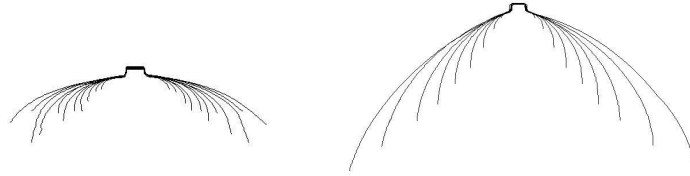
### 2.1 Evolution de la forme en fonction du débit

La figure 2 illustre une évolution typique de la formes de cloches en fonction de la vitesse moyenne du jet impactant (taille  $L$  en fonction de  $U$ ). Dans le sens croissant du débit impactant, les cloches se forment à partir d'une valeur seuil, puis leur taille augmente jusqu'à une valeur à partir de laquelle la cloche ne se referme plus et se désagrège (nous y reviendrons plus tard).

Dans ce cas (débit croissant), nous avons toujours veillé à ce que la pression soit bien la même à l'intérieur et à l'extérieur de la cloche (cloches isobares); en effet nous avons pu observer que la forme de la cloche est très sensible à une éventuelle différence de pression, ce qui en fait de très bon manomètres, comme cela avait déjà été remarqué [7,8]. On le voit dans le cas des débits décroissants : ici, la pression n'est pas rééquilibrée si bien que l'on obtient des cloches d'allure très différentes quand bien même leur taille varie peu.

### 2.2 Effet de la rhéologie

En observant le profil des cloches au niveau de l'injecteur on observe leur dépendance très nette en fonction de la rhéologie de la solution. A titre d'exemple, nous présentons sur la figure 3 les évolutions en fonction du débit des contours des cloches au niveau de l'injecteur pour des cloches d'eau pure (3-a) et des cloches de viscoélastiques (3-b).



**Fig.3.** Evolution des profils des cloches en fonction du débit. A gauche (a) : Cloche d'eau. A droite (b) : cloche de viscoélastique

## 3 Taille des cloches

Dans le cas de liquide Newtonien, la forme des cloches se calcule à partir d'un bilan des forces prenant en compte l'inertie, la gravité et la tension de surface. Ainsi si la gravité est négligeable, la cloche est une caténoïde; on alors trouve que la taille des cloches  $L$  est proportionnelle au carré de la vitesse moyenne d'injection  $U^2$ [2,3].

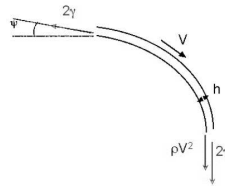
Ce résultat se retrouve d'ailleurs simplement dans le cas d'un fluide parfait par des bilans élémentaires (cf. figure 4).  $h$  est l'épaisseur locale du film liquide : elle vaut  $h_D$  juste après l'impacteur et  $h_L$  quand la cloche est à son extension maximale.  $D_o$  est le diamètre initial du jet,  $D_i$  celui de l'impacteur (cf. figure 1).  $\psi$  est l'angle d'éjection initial.

- D'après Bernoulli,  $U$  est constante le long de l'écoulement.
- La conservation de la masse impose alors :

$$\pi U D_o^2 / 4 = \pi L h_L U, \quad \text{soit} \quad h_L = D_o^2 / 4L \quad \text{et} \quad h_D D_i = h_L L$$

- Le bilan de quantité de mouvement vertical donne :

$$\pi L (2\gamma) - \pi D_i (2\gamma) \sin \psi = \pi L (\rho h_L U^2) - \pi D_i (\rho h_D U^2) \sin^2 \psi$$



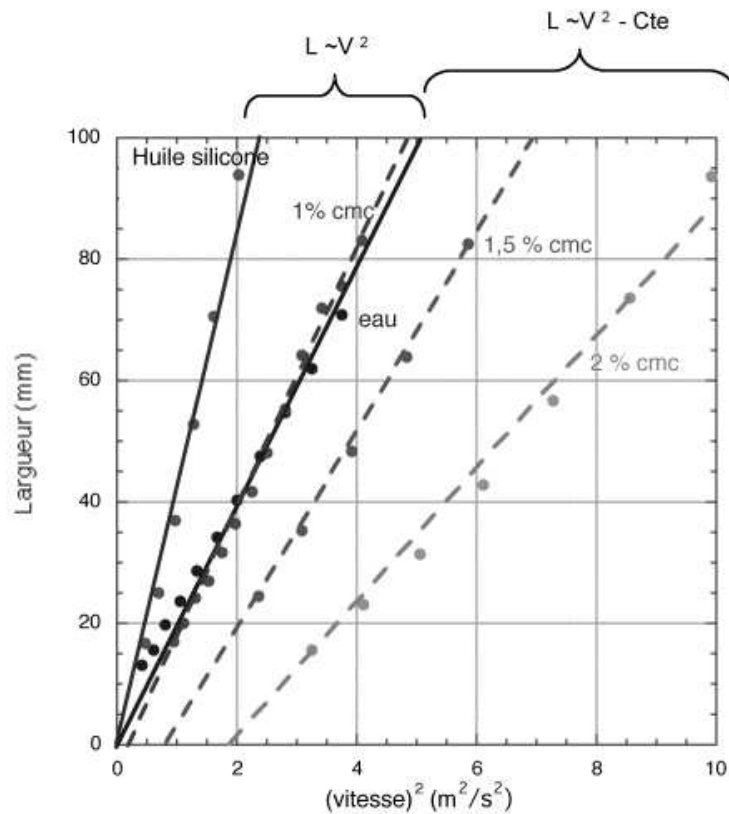
**Fig.4.** Bilan de quantité de mouvement sur un élément de cloche liquide.

On obtient alors facilement :

$$L = \frac{\rho D_0^2}{8\gamma} U^2 (1 - \sin^2 \psi) \tag{1}$$

Nous avons testé cette prédiction pour des cloches formées de différents liquides : eau, huile silicone (viscosité 50 cP, Newtonien) et des solutions de polymères à différentes concentrations : il s'agit de solutions de gomme de cellulose à 1%, 1,5 % et 2 % (concentration massique).

Comme prévue, la taille des cloches varie bien linéairement avec le carré de la vitesse linéaire dans le cas des liquides Newtoniens (eau et huile silicone). En revanche pour les solutions de polymères, nous n'observons plus cette dépendance linéaire, mais l'apparition d'un seuil qui apparaît d'autant plus élevé que la solution est concentrée (figure 5).



**Fig.5.** Evolution de la taille  $L$  des cloches en fonction du carré de la vitesse débitante  $U^2$  pour différents liquides ; liquides Newtoniens : eau et huile silicone (50 cP) et liquides viscoélastiques : solution de gomme de cellulose de concentration massique 1%, 1,5% et 2%.

Pour interpréter ce seuil, on peut rajouter une contrainte élastique  $\sigma_E$  pour prendre en compte l'étiement subi par les chaînes de polymères après l'impacteur ; le bilan de quantité de mouvement établi précédemment devient alors :

$$\pi L(2\gamma + \sigma_E h_L) - \pi D_i(2\gamma) \sin \psi = \pi L(\rho h_L U^2) - \pi D_i(\rho h_D U^2) \sin^2 \psi \quad (2)$$

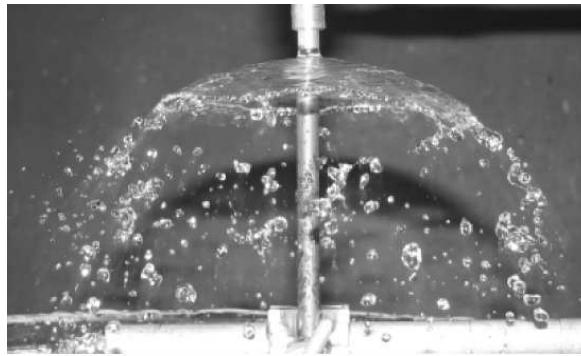
On obtient alors pour l'expression de la taille des cloches :

$$L = \frac{\rho D_o^2}{8\gamma} \left[ U^2(1 - \sin^2 \psi) - \frac{\sigma_E}{\rho} \right] \quad (3)$$

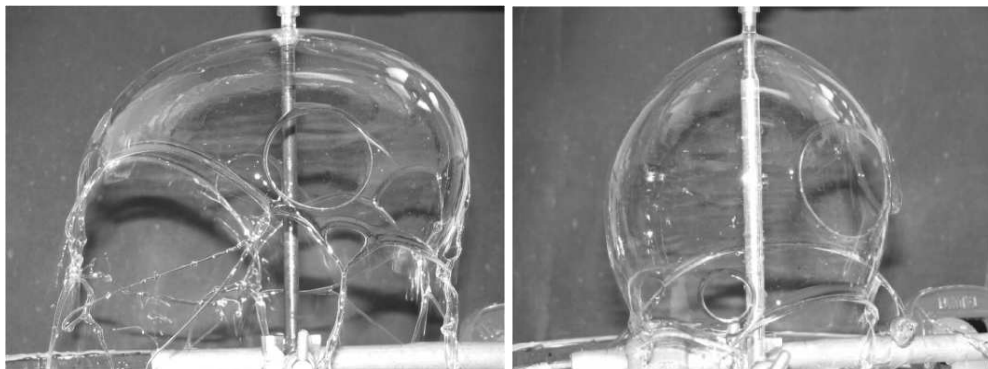
On retrouve bien qualitativement l'effet de seuil observé, qui croît en fonction de l'élasticité du viscoélastique, ce qui est cohérent avec son augmentation lorsque la concentration de polymère croît.

#### 4 Désintégration des cloches liquides

Quand la vitesse d'injection devient trop forte, les effets de tension de surface ne suffisent plus à compenser l'inertie ; la cloche ne se referme plus et on observe un front d'atomisation le long duquel inertie et tension de surface sont égales (le rapport des deux forces définit le nombre de Weber :  $We = \rho h U^2 / 2\gamma$  ; il est égal à l'unité le long du front d'atomisation). Cette atomisation est illustrée sur la figure 6 pour une cloche liquide d'eau où l'on voit la désintégration sous forme de gouttes.



**Fig.6.** Désintégration d'une cloche liquide : fluide Newtonien (eau).



**Fig.7.** Désintégration d'une cloche liquide : fluide viscoélastique (solution de gomme de cellulose concentrée à 2 %) .

Dans le cas d'un fluide complexe comme les viscoélastiques constitués de solution de polymères, on n'observe plus de front d'atomisation. Au contraire, on observe un effet « antiatomisant » : il n'y a plus

formation de gouttes. La cloche se désintègre en longs filaments dont on voit bien, quand on les observe à la caméra rapide, le caractère élastique.

## Références

1. F. SAVART, Mémoire sur le choc d'une veine liquide lancée contre un plan circulaire, *Ann. Chim.*, **54** (1833).
2. C. CLANET, Dynamics and stability of water bells, *J. Fluid Mech.*, **430** (2001).
3. J. BOUSSINESQ, Théories des expériences de Savart, sur la forme que prend une veine liquide après s'être choquée contre un plan circulaire, *C. R. Acad. Sci. Paris*, **69** (1869).
4. G.I. TAYLOR, The dynamics of thin sheets of fluid. I Water bells, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **253** (1959).
5. W.N. BOND, The surface tension of moving water sheet, *Proc. Phys. Soc. B*, **67** (1935).
6. R. BUCKINGHAM & J.W.M. BUSH, Fluid Polygons, *Phys. Fluids*, **13** (2001).
7. P. BRUNET, C. CLANET & L. LIMAT, Transonic liquid bells, *Phys. Fluids*, **14** (2004).
8. F.L. HOPWOOD, Water bells, *Proc. Phys. Soc. B*, **65** (1952).