

# Relaxation d'interface et jet gravitaire

E. Ghabache, T. Séon, A. Antkowiak

a. Institut Jean Le Rond d'Alembert, Université Pierre et Marie Curie and CNRS, UMR 7190, 4  
Place Jussieu, 75005 Paris, France

## Résumé :

Le dispositif expérimental présenté ici permet l'observation de jets de liquide émis lors de la relaxation d'une interface fortement déformée. La surface libre est sculptée grâce à une brève surpression émise au dessus du liquide à l'aide d'un jet d'air comprimé. Dès que l'impulsion d'air comprimé est stoppée, la cavité de profondeur  $H$  creusée à la surface du liquide commence à se combler et crée ainsi un puissant jet de liquide. Ces jets sont formés sous l'effet de la gravité et de l'inertie mais obéissent à une dynamique atypique car le nombre de Froude croît avec le rapport d'aspect de la cavité. La vitesse de la tête du jet  $v_{jet}$  observée expérimentalement est fonction de  $H^{3/2}$ .

## Abstract :

*This study presents an experiment to observe liquid jets from hollows. A pulse of pressure is applied above the free surface to shape a cavity. Once the pulse is finished, the relaxation process begins and a powerful liquid jet is observed. Even if this jet is created by the balance of inertia and gravity, the Froude number is not constant and it increases with the aspect ratio of the hollow. The jet tip velocity is shown experimentally to follow a  $H^{3/2}$  law, with  $H$  the depth of the cavity.*

**Mots clefs : Jets liquides ; cavités**

## 1 Introduction

Les jets de liquides sont des phénomènes observés dans de nombreuses situations ce qui justifie les nombreuses études qui leurs ont été accordés. Dans la nature, on observe des jets dans des situations aussi variées que lors de la chute d'un objet ou d'une goutte de liquide dans une flaque [17] [13] [7], de l'explosion de petites bulles à la surface de l'océan [16] [6] et lors de l'impact d'une météorite dans un corps céleste [12]. Les jets de liquide présentent aussi un enjeu important pour les applications militaires comme dans les cas des jets de charges creuses [4] ou des dégâts causés sur les coques des bateaux par les jets de cavitation [3]. Diverses industries y sont également confrontées que ce soit la métallurgie lors de la projection de jet de verres ou de métaux fondus dans certains procédés industriels [15] ou encore l'industrie viticole au travers des jets émis lors de l'explosion de petites bulles à la surface d'une coupe de champagne qui permettent une bonne diffusion des arômes du vin [9].

Les jets de liquides présentent une grande diversité de par leurs tailles et donc leurs forces motrices. Alors que la dynamique d'un jet émergeant d'une petite bulle qui éclate est gouvernée par la force capillaire et l'inertie, il est évident que ce n'est pas le cas d'un jet de plus grande taille, comme celui qui fait suite à l'impact d'un météor dans une planète, pour lequel la gravité a un rôle non négligeable. De nombreuses études se sont attelées à comprendre la dynamique de jets de petites tailles pour lesquelles la force capillaire et/ou l'inertie sont souvent important. Les jets obtenus dans l'expérience de Faraday [10] [18] [8] et les jets observés lors de l'impact d'une goutte d'eau sur une surface superhydrophobe [2] font parti de ce type de jet. A l'inverse, pour d'autres expériences où les échelles spatiales sont plus importantes, c'est à dire bien supérieures à la longueur capillaire, la force motrice peut par exemple être la gravité. C'est le cas des jets se développant à l'intérieur de longues bulles dans des liquides visqueux [14]. D'autres types de jets encore sont déclenchés par un choc entraînant une brusque augmentation

de pression par exemple lors de l'impact contre une table d'un tube contenant un liquide mouillant [1] ou lorsqu'une bulle dans un liquide est atteinte par une onde de choc [5].

L'objet de cette étude est l'observation expérimentale grâce à l'utilisation d'une caméra ultra-rapide de jets gravitaires créés lors de la relaxation d'une interface fortement déformée. Ces jets peuvent être qualifiés de gravitaires car ils sont formés sous l'action de la gravité qui permet de reboucher la cavité creusée dans le liquide. L'inertie du liquide, qui freine le processus, est aussi à prendre en compte dans la dynamique de ces jets car le nombre de Froude de tels jets est compris entre 1 et 8. Les expériences montrent que la dynamique de ces jets est atypique car la vitesse de la tête d'un jet  $v_{jet}$  issu d'une cavité de profondeur  $H$  suit une loi en  $H^{3/2}$  et non en  $H^{1/2}$  comme pour les autres phénomènes issus d'un équilibre entre la gravité et l'inertie.

## 2 Méthode expérimentale

Les jets observés dans cette étude sont créés par la relaxation de cavités à la surface d'un liquide. Un réservoir de  $30cm \times 30cm$  de côté et rempli d'environ  $20cm$  d'un mélange eau-glycérol est soumis à une brève impulsion d'air comprimé, d'intensité réglable, situé à une distance  $D$  au dessus de la surface libre. Cette surpression sculpte alors une cavité à la surface du liquide comme illustré sur la figure 1a. Dès que l'impulsion est terminée, la cavité, qui constitue une réserve d'énergie potentielle, commence sa relaxation : le liquide converge vers le fond de la cavité (figure 1b) afin de la combler et donne naissance à un jet de liquide (figure 1c). Ce jet de liquide grandit et s'allonge verticalement tant que le liquide en dessous a de l'énergie potentiel en surplus (figure 1d, e et f). A la fin de la séquence, le jet s'affaisse finalement à cause de son propre poids (images non présentées). Toutes les expériences sont filmées à l'aide d'une caméra ultra-rapide (photron SA5) à environ 2000 images par seconde et elles sont ensuite analysées pour en extraire  $H$ ,  $L$  et  $v_{jet}$ .

La vitesse du jet observée dépend très fortement des caractéristiques de la cavité et du liquide : la largeur  $L$  et la profondeur  $H$  de la cavité et la viscosité dynamique  $\eta$  de la solution. Ces paramètres peuvent aisément être modifiés. Pour obtenir une cavité plus large, il suffit de diminuer la distance  $D$  entre la buse d'air comprimé et la surface du liquide, alors que pour rendre la cavité plus profonde il faut simplement augmenter l'intensité de l'impulsion d'air comprimé. Les cavités réalisées dans ces expériences ont des profondeurs et des largeurs qui varient de  $4cm$  à  $10cm$ . Le rapport d'aspect  $H/L$  prend des valeurs comprises entre 0.3 et 1. La viscosité de la solution est quand à elle modifiée en variant les proportions d'eau et de glycérol dans le mélange. Les solutions utilisées ont ainsi une viscosité allant de  $1mPa.s$  à  $1300mPa.s$  et une masse volumique  $\rho$  allant de  $1000kg/m^3$  à  $1250kg/m^3$ . La tension de surface de ces mélanges est comprise entre  $63mN/m$  (glycérol pur) et  $73mN/m$  (eau pure).

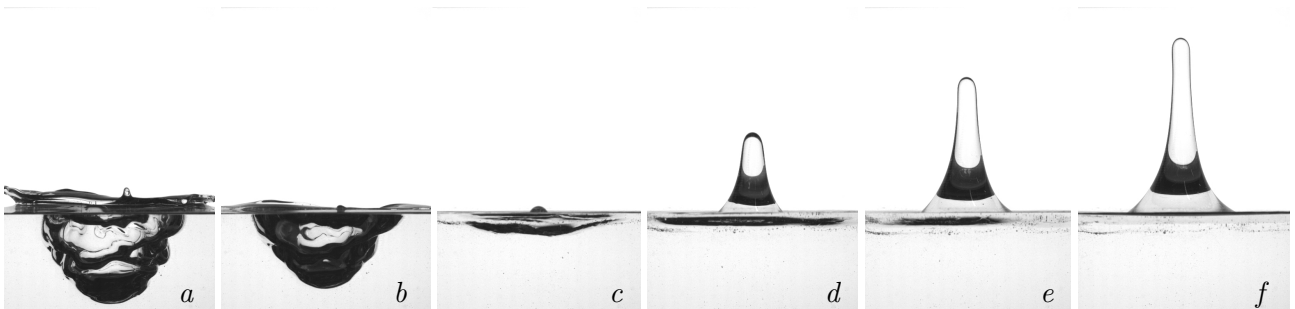


FIGURE 1 – Séquence d'images montrant la naissance et la progression d'un jet de liquide issu d'une cavité sculptée dans un mélange eau-glycérol. Chaque image est séparée de  $30ms$ .  $H = 6cm$ ,  $L = 10cm$  et  $\eta = 800mPa.s$ . La vitesse de la tête du jet au moment où elle franchit le niveau initial du liquide est de  $v_{jet} = 1.85m/s$ .

### 3 Principaux résultats

Afin de caractériser la dynamique de tels jets gravitaires, la vitesse de la tête du jet  $v_{jet}$  est mesurée au moment où le haut du jet atteint  $z = 0$ , ce qui correspond au niveau du liquide avant l'expérience. La vitesse est directement obtenue à partir des films réalisés à la caméra ultra-rapide. Cette mesure est menée pour un nombre important d'expériences pour lesquelles la taille de la cavité et son rapport d'aspect varient, ainsi que la viscosité de la solution. Les vitesses obtenues varient de  $0.5m/s$  à  $7m/s$ , ce qui donne des nombres de Reynolds  $Re = (\rho v_{jet} L)/\eta$  supérieurs à 100. La force motrice de ce phénomène est la force gravitaire donc il est logique de regarder comment évolue le nombre de Froude  $Fr = v_{jet}/\sqrt{gH}$  en fonction du rapport d'aspect  $H/L$  (figure 2). Les nombres de Froude sont ici compris entre 1 et 8. Cela montre que l'inertie est non négligeable comparée à la gravité. Bien que l'on s'attende à observer un nombre de Froude constant quand le rapport d'aspect varie, comme dans un cas d'équilibre gravité-inertie classique [11], on constate ici que le nombre de Froude augmente avec le rapport d'aspect.

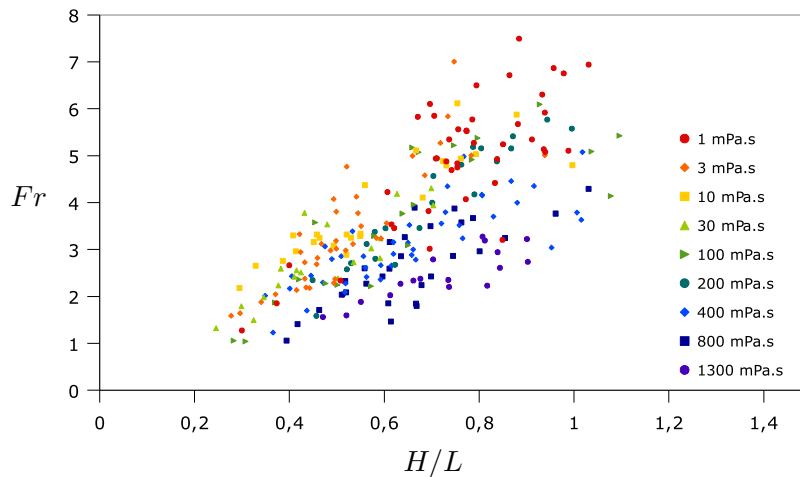


FIGURE 2 – Le nombre de Froude  $Fr = v_{jet}/\sqrt{gH}$  augmente avec le rapport d'aspect  $H/L$  pour chaque viscosité.

Sur la figure 3, tous les points de la figure 2 ont été placés sur une même courbe maîtresse. Cette courbe suit l'expression :

$$Re = \alpha Ar - \beta \quad (1)$$

où  $Re$  est le nombre de Reynolds  $Re = (\rho v L)/\eta$ ,  $Ar$  est le nombre d'Archimède  $Ar = (\rho \sqrt{gH} H)/\eta$  et  $\beta$  est une constante. Finalement, la vitesse de la tête du jet s'exprime comme :

$$v_{jet} = \alpha \sqrt{gH} \frac{H}{L} - \beta \frac{\eta}{\rho L} \quad (2)$$

Cela signifie que la vitesse de jet, à laquelle est soustrait un terme visqueux, est proportionnelle à  $H^{3/2}$ . Ce résultat est inhabituel pour un phénomène équilibrant gravité et inertie mais il a déjà été obtenu dans une expérience semblable de jets gravitaires se développant dans de longues bulles sous l'effet de la pression hydrostatique [14].

Une telle loi de vitesse en  $H^{3/2}$ , qui est donc plus rapide qu'une loi en  $H^{1/2}$ , met en évidence un mécanisme de concentration de l'énergie vers l'axe de symétrie qui aboutit à l'émergence d'un jet rapide. Un modèle est en cours d'élaboration pour expliquer cette loi de vitesse, d'abord dans le cas inviscide puis en prenant en compte l'influence de la viscosité, qui a pour effet de diminuer la vitesse.

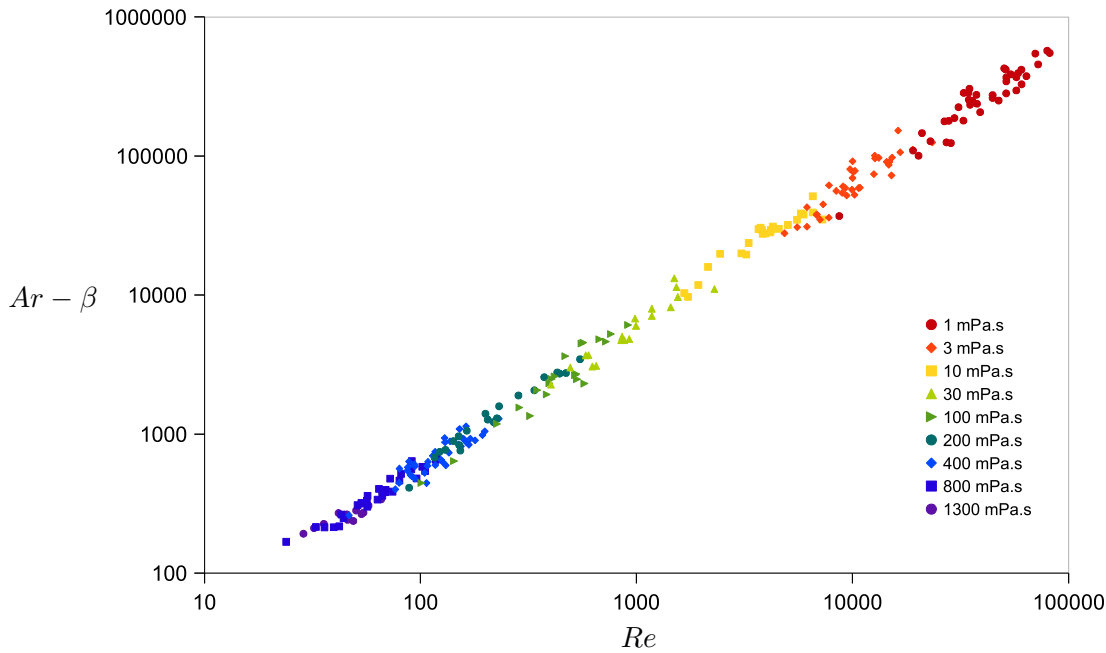


FIGURE 3 – Le nombre d’Archimède varie de manière affine avec le nombre de Reynolds. La vitesse  $v_{jet}$  dépend donc de  $H^{3/2}$

## 4 Conclusion

L’étude expérimentale d’interfaces liquides fortement déformées a permis de montrer l’apparition d’un jet de liquide rapide lors de la relaxation de la cavité. Ce phénomène résulte de l’équilibre entre la gravité, qui tend à remplir la cavité, et l’inertie. La vitesse de ce jet a été caractérisée : elle dépend très fortement de la profondeur  $H$  de la cavité mais aussi de la largeur  $L$  de celle-ci. Contrairement aux cas classiques d’équilibre entre gravité et inertie, la vitesse suit une loi en  $H^{3/2}$  ce qui indique une focalisation de l’énergie vers le centre de la cavité qui aboutit à la création d’un jet à la dynamique rapide. La viscosité de la solution modifie aussi cette vitesse : plus elle est élevée et moins la vitesse est grande. Pour expliquer cette loi de vitesse d’abord dans la limite inviscide, un modèle de conservation de l’énergie basé sur un écoulement potentiel est en cours d’élaboration. Ce modèle sera ensuite modifié pour prendre en compte la dissipation visqueuse et ainsi le généraliser à toutes les viscosités étudiées expérimentalement.

## Références

- [1] ANTKOWIAK, A., BREMOND, N., LE DIZÈS, S., AND VILLERMAUX, E. Short-term dynamics of a density interface following an impact. *J. Fluid Mech.* 577 (2007), 241–250.
- [2] BARTOLO, D., JOSSEAND, C., AND BONN, D. Singular jets and bubbles in drop impact. *Phys. Rev. Lett.* 96, 12 (2006), 124501–4.
- [3] BENJAMIN, T. B., AND ELLIS, A. T. The Collapse of Cavitation Bubbles and the Pressures thereby Produced against Solid Boundaries. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A* 260 (July 1966), 221–240.
- [4] BIRKHOFF, G., MACDOUGALL, D. P., PUGH, E. M., AND TAYLOR, S. G. Explosives with lined cavities. *J. Appl. Phys.* 19, 6 (1948), 563–582.
- [5] DEAR, J. P., FIELD, J. E., AND WALTON, A. J. Gas compression and jet formation in cavities collapsed by a shock wave. *Nature* 332, 6164 (04 1988), 505–508.
- [6] DUCHEMIN, L., POPINET, S., JOSSEAND, C., AND ZALESKI, S. Jet formation in bubbles bursting at a free surface. *Phys. Fluids* 14, 9 (2002), 3000–3008.

- [7] GEKLE, S., AND GORDILLO, J. M. Generation and breakup of Worthington jets after cavity collapse. part 1. jet formation. *J. Fluid Mech.* 663 (2010), 293–330.
- [8] HOGREFE, J., PEFFLEY, N. L., GOODRIDGE, C. L., SHI, W. T., HENTSCHEL, H. E., AND LATHROP, D. P. Power-law singularities in gravity-capillary waves. *Physica D : Nonlinear Phenomena* 123, 1-4 (1998), 183 – 205. [jce :titlej](#)Annual International Conference of the Center for Nonlinear Studies;[/ce :titlej](#).
- [9] LIGER-BELAIR, G., SEON, T., AND ANTKOWIAK, A. Collection of collapsing bubble driven phenomena found in champagne glasses. *Bubble Science, Engineering & Technology* 4, 1 (2012-05-01T00 :00 :00), 21–34.
- [10] LONGUET-HIGGINS, M. S. Bubbles, breaking waves and hyperbolic jets at a free surface. *J. Fluid Mech.* 127 (1983), 103–121.
- [11] LORENCEAU, E., QUERE, D., OLLITRAULT, J.-Y., AND CLANET, C. Gravitational oscillations of a liquid column in a pipe. *Physics of Fluids* 14, 6 (2002), 1985–1992.
- [12] MELOSH, H. J., AND IVANOV, B. A. Impact crater collapse. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 27, 1 (1999), 385–415.
- [13] REIN, M. Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces. *Fluid Dynamics Research* 12, 2 (1993), 61–93.
- [14] SÉON, T., AND ANTKOWIAK, A. Large bubble rupture sparks fast liquid jet. *Phys. Rev. Lett.* 109 (Jul 2012), 014501.
- [15] SHELBY, J. E. *Introduction to glass science and technology*. Royal Society of Chemistry, 2005.
- [16] WOODCOCK, A. H., KIENTZLER, C. F., ARONS, A. B., AND BLANCHARD, D. C. Giant condensation nuclei from bursting bubbles. *Nature* 172, 4390 (12 1953), 1144–1145.
- [17] WORTHINGTON, A. *A study of splashes*. Longmans, Green and co., 1908.
- [18] ZEFF, B. W., KLEBER, B., FINEBERG, J., AND LATHROP, D. P. Singularity dynamics in curvature collapse and jet eruption on a fluid surface. *Nature* 403, 6768 (01 2000), 401–404.