

Une vague auto-similaire pour l'atomisation

Jérôme Hoepffner^{1,2}, Ralf Blumenthal^{1,2} & Stéphane Zaleski^{1,2}

¹ UPMC, Univ. Paris 06, UMR 7190, Institut Jean Le Rond D'Alembert, F-75005 Paris, France.

² CNRS, UMR 7190, Institut Jean Le Rond D'Alembert, F-75005 Paris, France.

jerome.hoepffner@upmc.fr

Résumé. Nous étudions la déstabilisation hydrodynamique d'une interface entre un flux gazeux et une masse liquide. Cette situation d'écoulement diphasique est un cas d'étude pour l'atomisation : comment un corps liquide peut se transformer en un nuage de gouttelettes. Nous reportons comment une perturbation initialement localisée, tend après un transitoire rapide, vers un comportement auto-semblable.

Abstract. A perturbation is induced at the sheared interface between a stream of liquid and a stream of gas. This initial perturbation then evolves as the response of inertia, viscosity and interfacial tension. The initial condition we have considered is localized in space. We observe as a result a single Kelvin–Helmholtz wave, tending to a self-similar regime after a short transient. We describe the anatomy of this well-defined entity as the physical parameters are varied, especially the density ratio of the two phases. This study is aimed at identifying a possible recurrent agent in atomization processes.

1 Introduction

L'atomisation est l'ensemble des processus par lesquels un corps liquide peut être transformé en gouttelettes ; c'est une étape essentielle lorsque l'on veut favoriser ce qui se passe à l'interface liquide/gaz, par exemple lors de la combustion de carburant liquide. C'est par le biais d'instabilités que se produit le plus souvent l'atomisation : le filet d'eau qui coule du robinet devient gouttes par une instabilité d'étranglement due à la tension de surface : Rayleigh–Plateau. A plus grande vitesse, des instabilités dynamiques vont jouer le rôle déterminant, notamment l'instabilité de Kelvin–Helmholtz due à la zone de cisaillement entre le jet liquide et son gaz environnant [1].

Dans le cas dynamique, cette instabilité primaire ne suffit pas à créer des gouttes, il faudra une succession de mécanismes pour passer des ondes d'interface en vagues, qui se déstabiliseront selon la direction transverse pour donner naissance à des ligaments étirés. Ces ligaments seront à leur tour la proie de mécanismes de dislocation via entre autres l'instabilité de tension de surface.

La génération des vagues d'interfaces pour l'atomisation est traditionnellement abordée avec les outils du linéaire, en supposant des perturbations d'amplitude infinitésimale. Ici, nous cherchons à déterminer s'il est possible de mettre en évidence des comportements non linéaires singuliers — caractéristiques, représentatifs — qui nous permettront par la suite de mettre en lumière les étapes intermédiaires de la génération de gouttelettes.

Nous nous plaçons dans le cadre idéal d'une couche de mélange diphasique, caractérisée par sa tension de surface, le rapport des densités et la vitesse relative des deux phases, ainsi que l'épaisseur de la couche de cisaillement. Nous simulons pour les méthodes numériques) l'évolution dans le temps d'une impulsion initiale localisée qui donnera rapidement naissance à une vague non linéaire. La figure 1 présente une illustration des simulation que nous avons réalisées. Nous représentons la position de l'interface liquide/gaz évoluant dans le temps, sous la forme d'un diagramme spatio-temporel.

2 Arguments pour un comportement auto-semblable

L'observation montre qu'au terme d'un court transitoire, notre vague adopte un comportement auto-semblable très simple. L'analyse dimensionnelle montre que plus la vague sera grande, plus les effets de

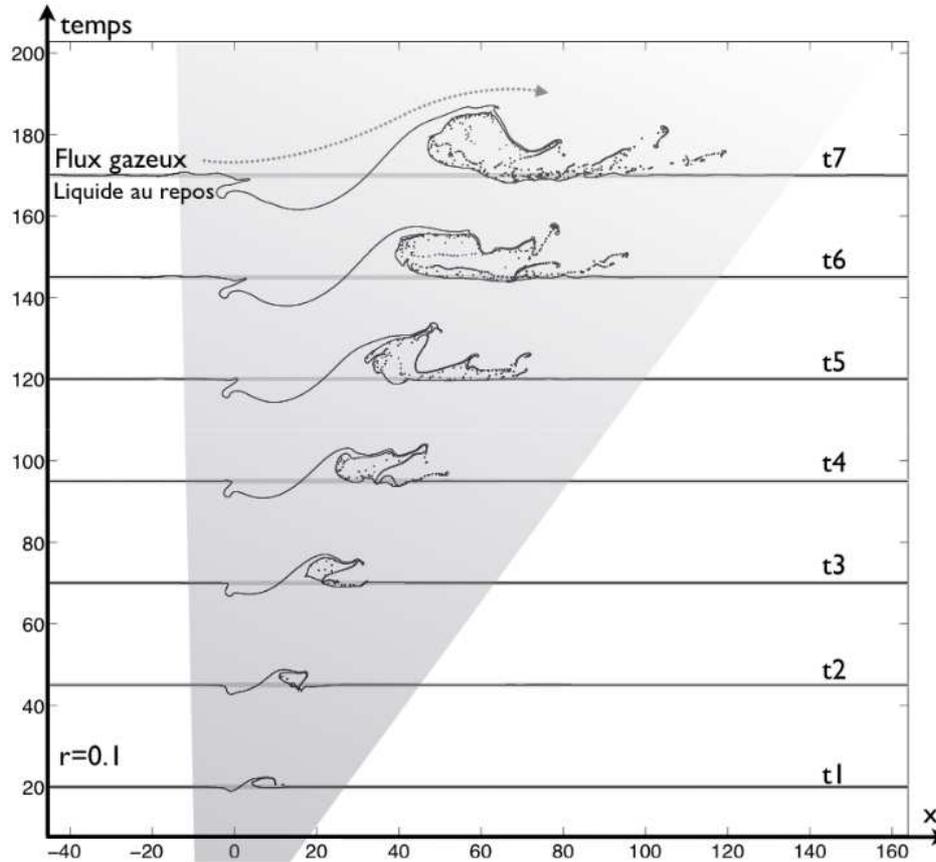


Fig. 1. Illustration de la croissance de la vague, sous la forme d'un diagramme spatio-temporel. Ici la densité du gaz est un dixième de la densité du liquide.

viscosité, tension de surface et d'épaisseur de couche de mélange seront marginaux. La vague voit ainsi son évolution intrinsèquement liée à la croissance de la seule échelle spatiale restante : la vitesse relative des deux phases U fois le temps t .

Pour confirmer cette analyse, nous devons mesurer dans nos simulations une longueur caractéristique de la vague qui serait peu affectée par les instationnarités observées sur la figure 1. La racine carrée de l'aire de gaz attirée sous la position au repos de l'interface s'est avérée une bonne mesure ; nous la notons \sqrt{A} . L'évolution dans le temps de \sqrt{A} est représentée sur la figure 2. On observe comme attendu une croissance linéaire, et on note que la vitesse de croissance augmente avec le rapport de densité r .

La figure 3 est une seconde confirmation du comportement auto-semblable. Nous avons représenté l'interface mise à l'échelle. Après le transitoire initial, l'interface vient adopter sa forme définitive, perturbée cependant par de violentes agitations de sa langue et par des lâchés de gouttes.

3 Effet du rapport de densité

Nous pouvons maintenant nous intéresser à l'impact du rapport de densité des deux phases. Ce sera l'effet physique déterminant quant à la structure de la solution non linéaire. Le schéma explicatif est représenté sur la figure 4. La vague est considérée comme un obstacle qui vient dévier et accélérer le flux gazeux. La chute de pression résultante est proportionnelle à $\rho_{gaz}U^2$. La dépression ainsi générée vient aspirer le liquide vers le haut à vitesse v . Ici, l'écoulement induit est d'ordre $\rho_{liq}v^2$. Si nous injectons maintenant la croissance linéaire des mensuration de la vague — son aire augmentant en proportion du

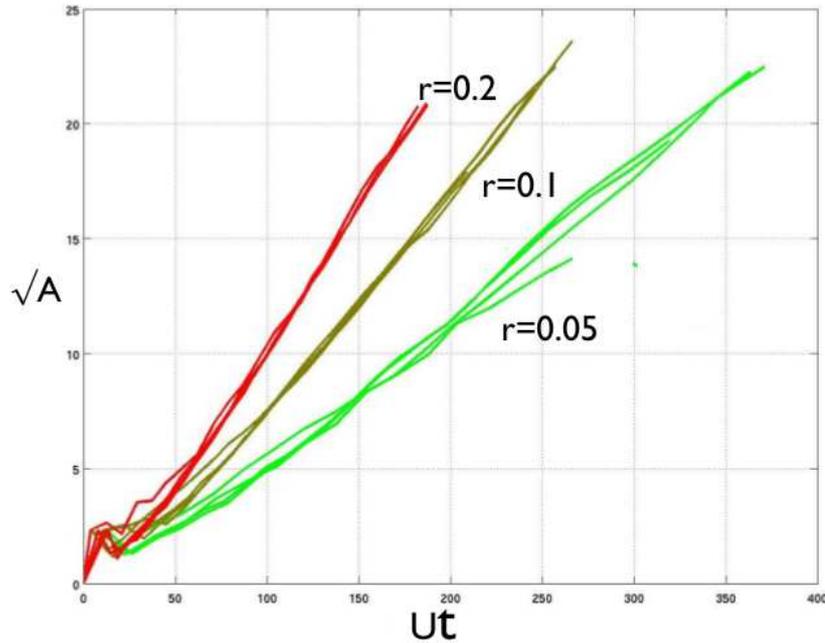


Fig. 2. Evolution de la taille mesurée de la vague \sqrt{A} en fonction de Ut pour différents rapports de densités.

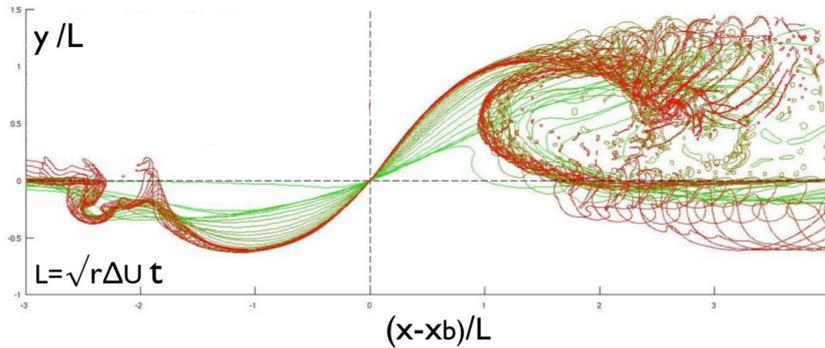


Fig. 3. L'évolution de la vague pour $r = 0.1$, mise à l'échelle similaire. Du temps initial vers les temps finaux des tons de gris du clair au foncé.

flux entrant Lv — on obtient une loi en racine carrée du rapport de densité

$$L \propto \sqrt{\rho_{\text{gaz}}/\rho_{\text{liq}}} Ut.$$

Plus le rapport des densité est petit (moins le gaz est porteur d'énergie cinétique...), plus la croissance est lente. Une évaluation cette loi est proposée figure 5, qui présente la variation de \sqrt{A} mesurée, rapportée au facteur $\sqrt{r}Ut$.

4 La forme des vagues et leur origine virtuelle

Nous étudions maintenant comment la forme de la vague change avec le rapport de densité. Nous avons défini la longueur \sqrt{A} qui est une première mesure de l'évolution de cette vague. Après un transitoire initial, cette longueur croît linéairement dans le temps. En extrapolant cette croissance linéaire vers

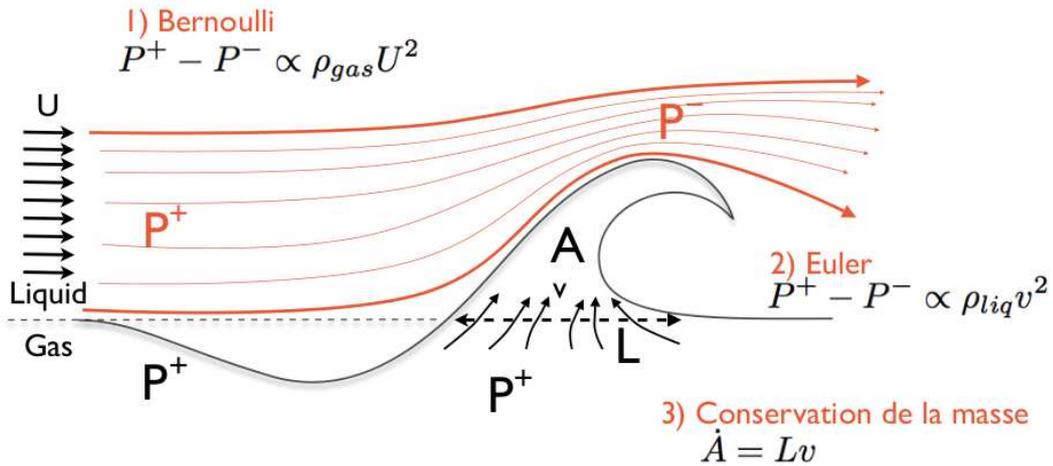


Fig. 4. Schéma pour la prise en compte du rapport de densité dans la loi auto-semblable.

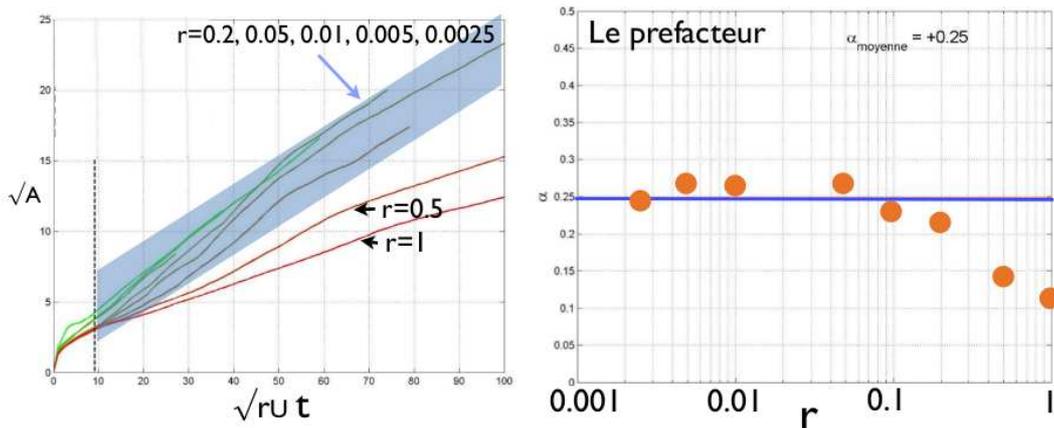


Fig. 5. Prise en compte de la dépendance en densité pour la loi de similitude.

les temps initiaux, nous pouvons déduire un temps t_0 qui correspond à la naissance de la forme auto-semblable. C'est l'origine temporelle virtuelle de notre vague. Pour localiser également une origine spatiale, il nous faut extraire une seconde mesure de notre simulation. Pour ceci, nous pouvons mettre à profit l'observation que la zone centrale de la vague est peu sujette aux fluctuations parasites dues au lâcher de gouttes en aval. Nous pouvons donc mesurer la position x_d ou l'interface traverse la ligne horizontale $y = 0$ qui correspond à la position de l'interface non perturbée. Cette valeur également, après un transitoire initial, tend vers une progression temporelle linéaire. Extrapolant cette loi vers l'origine temporelle t_0 , nous déduisons l'origine spatiale virtuelle x_0 de notre vague.

La figure 6 représente un diagramme spatio-temporel de l'évolution d'une vague pour quatre valeurs du rapport de densité r . L'origine virtuelle est indiquée par un cercle. Ce lieu/temps de naissance est l'origine du cône de vie de notre vague, inscrit entre une ligne verticale matérialisant le mouvement d'une particule de liquide (vitesse nulle), et une ligne oblique matérialisant le mouvement d'une particule de gaz (vitesse $U = 1$). Cette représentation met en évidence la loi d'échelle de notre vague auto-semblable, étirée uniformément entre les deux milieux en mouvement relatif dont elle tire son énergie.

Pour deux fluides de même densité, la forme est symétrique, et occupe le centre du cône : la vague grandit en avançant à la vitesse moyenne $U = 0.5$. Il faut noter pour les petits r — les petites densités de

gaz — que la vague croît lentement, confinée proche de la vitesse du liquide. Cette tendance est décrite par la loi de croissance $\sqrt{A} = \sqrt{rUt}$. En effet, la vague ne se *propage* pas comme une onde, elle *croît* : sa queue maintenue en arrière par le liquide et sa tête poussée/tirée en avant par le gaz. Si l'action du gaz est affaiblie par sa faible densité — c'est l'effet quantifié par le facteur \sqrt{r} —, alors la vague se laisse devancer par les particules rapides de gaz.

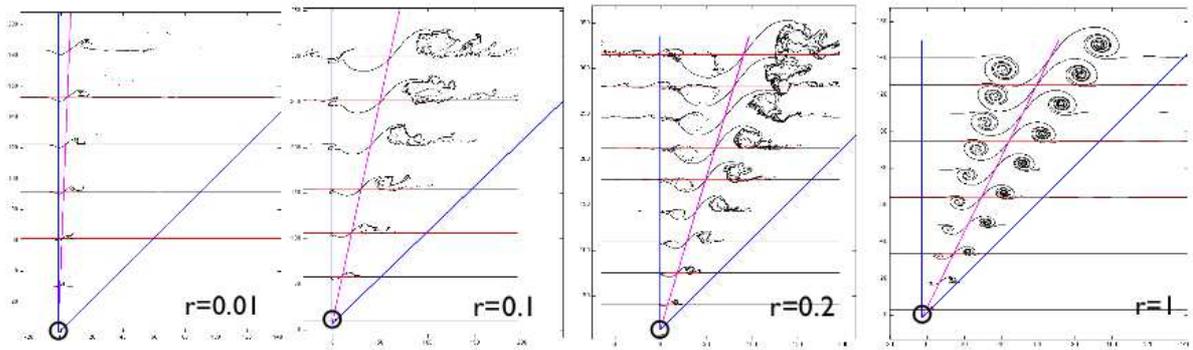


Fig. 6. L'origine virtuelle et le cône de vie pour quatre vagues.

La figure 7 compare pour $t = 100$ les anatomies des vagues obtenues en variant le rapport de densité. Les points de la forme auto-similaire fixes par rapport au liquide et au gaz sont mis en évidence par le cercle et la croix. On observe ici clairement la lenteur de la croissance prépondérantes vagues à petit r . Cette figure représente aussi les lignes de courant instantanées du champs de vitesses. Pour deux fluide de même densité, la structure est dominée par deux tourbillons corotatifs qui se manifestent en embobinant le liquide pour l'un, en aval, et le gaz pour l'autre en amont. Mis à part ce couple symétrique, l'écoulement est peu perturbé. A mesure que le rapport de densité se réduit, le tourbillon responsable de l'enroulement liquide devient prépondérant, et on observe en amont une bulle close de recirculation qui n'est plus capable de percer l'interface pour l'enrouler. Pour les petits r , la vague ralentit pour adopter une vitesse d'avancée proche de celle du liquide. Cette tendance est responsable d'une mutation de l'impact dynamique de la vague : elle devient un obstacle pour la gaz rapide. Le gaz, forcé de contourner la masse liquide, s'enroule en aval sous forme de tourbillons, lâchés périodiquement. Chacun de ces événements violents vient arracher à la vague une portion de sa langue, qui se retrouve soufflée en un nuage de gouttelettes. Deux de ces nuages sont visibles sur la figure pour $r = 0.02$ et $r = 0.05$.

Références

1. P. G. DRAZIN & W. H. REID, *Hydrodynamic Stability*, Cambridge University Press (2004).
2. P. MARMOTTANT & E. VILLERMAUX, On spray formation, *Journal of Fluid Mechanics*, **498**, 73-111 (2004).
3. D. FUSTER, A. BAGUÉ, T. BOECK, L. LE MOYNE, A. LEBOSSETIER, S. POPINET, P. RAY, R. SCARDOVELLI & S. ZALESKI, Simulation of primary atomization with an octree adaptive mesh refinement and VOF method, *International Journal of Multiphase Flow*, **35**, 550-565 (2009).

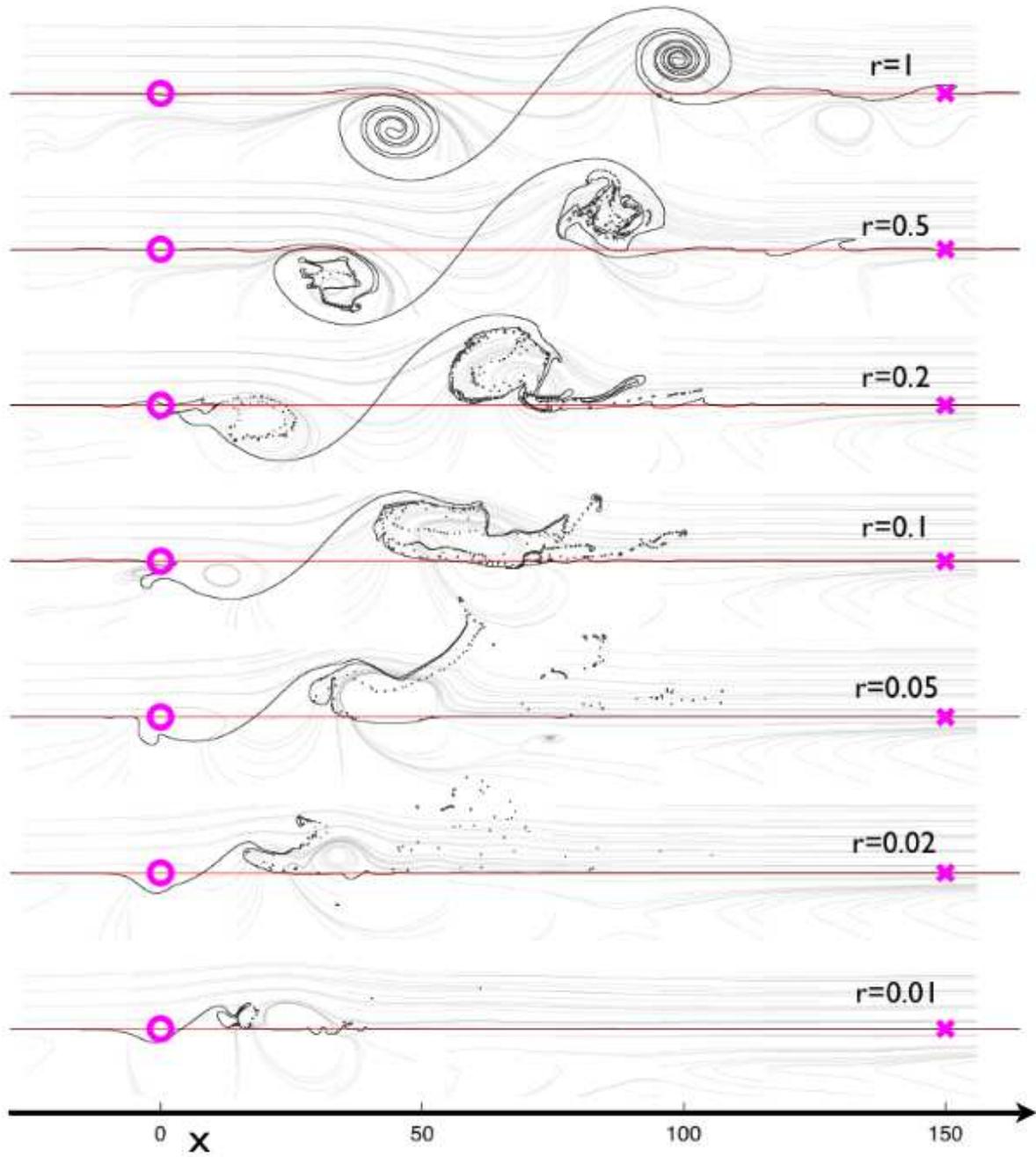


Fig. 7. Comparaisons des formes de vagues, prises à $t = 100$, et lignes de courant instantanées. Les points de la forme fixes par rapport au liquide et au gaz sont localisés par le cercle et la croix.